PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 24. 1. Dezember 1910. Redaktionsschluß für No. 25 am 28. November 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

R. A. Millikan, Das Isolieren eines Ions, eine genaue Messung der daran gebundenen Elektrizitätsmenge, und die Korrektion des Stokesschen Gesetzes. S. 1097.

R. W. Wood, Das Echelette-Gitter für das ultrarote Spektrum. S. 1109.

A. Trowbridge u. R. W. Wood, Ultrarote Untersuchungen mit der Echelette. S. 1114.

P. Debye, Die Berechnung der Moleküldimensionen aus Radiometerbeobachtungen. S. 1115.

L. Grebe, Die Strahlung der Quecksilberserien. S. 1121.

K. W. Wagner, Über die Frequenz der Fernsprechströme. S. 1122.

P. Ehrenfest, Zu Herrn v. Ignatowskys Behandlungen der Bornschen Starrheitsdefinition. S. 1127.

J. Koenigsberger, Über Ionisation und Lumineszenz in der Aureole der Quecksilberluftpumpe. S. 1130.

W. Burstyn, Der radiotelegraphische Gleichstrom-Tonsender. S. 1130.

Zusammenfassender Bericht:

Bericht über die Versammlung der British Association for the Advancement of Science, Sheffield, den 1.—7. September 1910. S. 1131.

J. J. Thomson, Strahlen positiver Elektrizität. S. 1131.

Besprechungen:

W. Hort, Technische Schwingungslehre. S. 1159.

E. Gehrcke, Die Strahlen der positiven Elektrizität. S. 1159.

W. v. Ignatowsky, Die Vektoranalysis und ihre Anwendung in der theoretischen Physik. S. 1160.

Berichtigung. S. 1160.

Personalien. S. 1160.

Gesuche. S. 1160.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Das Isolieren eines Ions, eine genaue Messung der daran gebundenen Elektrizitätsmenge und die Korrektion des Stokesschen Gesetzes[1]).

Von R. A. Millikan.

1. Einleitung.

Es soll hier eine neue Methode, die Ionisierung der Gase zu studieren, vorgeführt werden, wodurch es ermöglicht wurde:

1. Auf einem winzigen Öltröpfchen ein einzelnes atmosphärisches Ion oder irgendwelche Zahl von 1 bis 150 solcher Ionen zu fangen und irgendeine beliebige Zeit unter Beobachtung zu halten.

2. Durch die Forschung über das Benehmen im elektrischen oder Gravitationsfelde dieses, seine gefangenen Ionen tragenden Öltropfens, den direkten und entscheidenden Beweis zu liefern über die Richtigkeit der vor vielen Jahren aufgestellten und von vielen Seiten unterstützten Ansicht: daß alle elektrischen Ladungen, wie sie auch hervorgerufen sein mögen, genaue vervielfachte Zahlen einer bestimmten, elementaren Elektrizitätsmenge sind, oder mit anderen Worten, daß eine Ladung, anstatt regelmäßig über die geladene Oberfläche verbreitet zu sein, eine bestimmte granulierte Form hat, das heißt, daß sie aus einer ganz bestimmten Anzahl ganz ähnlicher Körner oder Elektrizitätsatome besteht, welche über die Oberfläche des geladenen Körpers verstreut sind.

3. Eine genaue Messung dieser elementaren Ladung zu machen, welche von allen fraglichen theoretischen Annahmen frei ist, und deren Genauigkeit bloß von der, bei der Messung des Viskositätskoeffizienten der Luft möglichen Genauigkeit abhängt.

4. Die annähernde Größe der kinetischen Bewegungsenergie eines Moleküls direkt zu beobachten, und so einen neuen, direkten, überzeugenden Beweis von der Richtigkeit der kinetischen Theorie der Materie zu liefern.

5. Zu zeigen, daß eine große Mehrzahl der Luftionen, ob positiv oder negativ, die elementare elektrische Ladung haben, und den überzeugenden Beweis zu liefern, daß einige atmosphärische Ionen genaue vielfache Zahlen dieser Ladung zeigen, d. h. daß die Valenzphänomena in gewissem Maße in der Gasionisation hervortreten.

6. Zu zeigen, daß das Gesetz der Bewegung einer kleinen sphärischen Masse in einem widerstandleistenden Medium, gewöhnlich als Stokessches Gesetz bekannt, nicht Stich hält, wenn der Durchmesser des Kügelchens an Größe der mittleren Weglänge der Moleküle des Mediums vergleichbar wird, und genau auszufinden, wie dieses Gesetz seine Wirkung verfehlt.

Die Untersuchung, durch die diese Resultate erhalten wurden, unterscheidet sich von den meisten anderen, gleich wichtigen, im physikalischen Laboratorium gehaltenen Forschungen in der Hinsicht, daß die hier angewandte Methode

1) Eine Abhandlung der American Physical Society, vorgetragen am 23. April 1910, übersetzt von George W. Heise.

so einfach ist und die Resultate so unmittelbar von den experimentellen Messungen logisch abhängen, daß jeder die Methode zu begreifen und die Resultate zu würdigen imstande ist.

2. Die Methode.

Die Methode, mittels welcher diese Resultate erhalten wurden und welche noch weitere wichtige Resultate verspricht, ist die Folge von Experimenten, welche in einer früheren Abhandlung[1]) beschrieben worden sind. Sie ist kurzgefaßt folgende: Eine Wolke kleiner Tröpfchen von Öl, Quecksilber oder einer anderen nichtflüchtigen Substanz wird mittels eines Zerstäubers[2]) über einen horizontal gehaltenen elektrischen Luftkondensator geblasen. Einige dieser Tropfen fallen durch eine winzige Öffnung in der Mitte der oberen Platte dieses Kondensators in den Raum zwischen den beiden Platten hinein. Die Öffnung wird dann wieder geschlossen, damit Luftzug ferngehalten werden kann. Der Kondensator, welcher in diesen Untersuchungen gebraucht wurde, besteht aus zwei schweren, runden, sorgfältig planierten Messingplatten von 20 cm Durchmesser, mittels drei kleiner Ebonitpfosten genau 16 mm auseinander gehalten. Die Platten sind eingeschlossen, und die Temperatur wird unter Kontrolle gehalten, damit die Luft in dem Kondensator ganz und gar unbeweglich ist. Wenn das Tröpfchen einmal im Kondensator ist, wird es durch ein kleines Fenster von einem Bogenlicht erhellt, so daß es in dem Gesichtskreis des darauf gerichteten Kathetometerelektroskops wie ein kleiner Stern auf einem schwarzen Hintergrund erscheint. Dieses Sternchen fällt selbstverständlich, dem Gesetze der Schwere gemäß, senkrecht, doch ehe es die untere Platte erreichen kann, wird zwischen den Platten eine elektrische Spannung von 3000—8000 Volt per Zentimeter erregt, so daß das Tröpfchen, wenn es beim Ausblasen von dem Zerstäubungsapparate eine elektrische Ladung der richtigen Größe und des richtigen Vorzeichens erhalten hat, von dem elektrischen Felde nach der oberen Platte zu gezogen wird. Ehe es jedoch die Platte erreicht, wird die Spannung abgeschnitten, die Kondensatorplatten werden kurz geschlossen und die Zeit, welche das Tröpfchen braucht, durch seine Schwere eine Distanz, entsprechend dem Raum zwischen den Kreuzfäden des Teleskops, zu fallen, wird genau gemessen. Dann wird die Geschwindigkeit gemessen, mit welcher das Tröpfchen unter Einfluß des elektrischen Feldes sich dieselbe Distanz in die Höhe bewegt. Dieser Vorgang wird wiederholt, und die zwei Geschwindigkeiten werden notiert, so oft wie beliebig oder bis der Tropfen ein Ion fängt von denen, welche sich gewöhnlich in der Luft befinden, oder welche in dem Raum zwischen den Platten durch irgendeines der üblichen Ionisierungsmittel, wie Radium oder X-Strahlen, verursacht worden sind. Die Tatsache, daß ein Ion aufgefangen worden ist, und genau der Augenblick, in welchem dies passiert, wird dem Beobachter durch den Geschwindigkeitswechsel des Tropfens in dem elektrischen Felde angezeigt. Von dem Vorzeichen und der Größe dieses Wechsels, in Verbindung mit der ständigen Fallgeschwindigkeit, können Vorzeichen und genaue Größe der auf dem gefangenen Ion getragenen Ladung berechnet werden. Bei einer einzigen Beobachtung sollte die Abweichung nicht mehr als $^1/_3$ Proz. betragen. Ferner hängt es von der Berechnung der beobachteten Geschwindigkeiten ab, daß alle vorhergenannten Schlußfolgerungen direkt und einfach gezogen werden können.

3. Die Berechnung der relativen Größen der Ladungen auf einem gewissen Tropfen.

Das Verhältnis zwischen der Masse m des Tropfens, seiner Ladung e_n, seiner Geschwindigkeit v_1 unter Einfluß der Schwerkraft und seiner Geschwindigkeit v_2 unter Einfluß des elektrischen Feldes, dessen Stärke mit F bezeichnet wird, zeigt sich in der folgenden einfachen Gleichung:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{mg}{Fe_n - mg} \quad \text{oder} \quad e_n = \frac{mg}{F}(v_1 + v_2). \qquad (1)$$

Mit dieser Gleichung ist keine Voraussetzung verbunden, außer der, daß die Geschwindigkeit eines Tropfens der von außen einwirkenden Kraft proportional ist, eine Annahme, deren Richtigkeit hier experimentell bewiesen wird. Ferner genügt Gleichung (1) nicht allein zur genauen Bestimmung der relativen Werte der Größen aller Ladungen, welche ein gewisser Tropfen nach dem Auffangen einer kleineren oder größeren Anzahl Ionen haben mag, sondern auch zur Feststellung aller der vorhin gemachten Behauptungen, mit Ausnahme von 3, 4 und 6, und für die Feststellung von 4 ist kein anderes genaues Verhältnis nötig. Jedoch, um provisorisch einen Wert für m in der Glei-

1) Millikan, Phil. Mag. 19, 209, 1910.

2) Die Idee, einen Zerstäuber zu gebrauchen, um winzige, doch genau sphärische Tropfen herzustellen, zwecks der Untersuchung ihres Verhaltens in einem flüssigen Medium, ist zuerst Januar 1908 im Ryerson-Laboratorium von Herrn J. Y. Lee, als er mit einer quantitativen Untersuchung der Brownschen Bewegung beschäftigt war, gefaßt und mit gutem Erfolg ausgeführt worden. Seine Kügelchen bestanden aus Woods Metall, Wachs, oder anderen ähnlichen Substanzen, welche bei gewöhnlicher Temperatur fest sind. Wir haben seitdem diese Methode fortwährend in dieser, sowie auch in anderen Untersuchungen benutzt. Die Kenntnis der Methode ist vielfach verbreitet und ist auch in anderen Laboratorien mit Erfolg angewandt worden.

chung (1) zu bekommen und eine provisorische Bestimmung der absoluten Werte der Ladungen der Tropfen zu machen, soll die vorläufige Annahme gemacht werden, daß das Stokessche Gesetz korrekt ist, doch muß hier genau beachtet werden, daß die Schlußfolgerungen, die hier in Erwägung sind, keineswegs von der Gültigkeit dieser Annahme abhängen.

Dieses Gesetz lautet, daß, wenn μ der Koeffizient der Viskosität eines Mediums ist, X eine Kraft ist, welche in diesem Medium auf einen sphärischen Tropfen vom Radius a wirkt, und v die Geschwindigkeit ist, mit welcher der Tropfen sich unter Einfluß dieser Kraft bewegt, die folgende Gleichung besteht:

$$X = 6\pi\mu a v. \qquad (2)$$

Das Substituieren in diese Gleichung der resultierenden Gravitationskraft, die auf einen sphärischen Tropfen mit Dichte σ in einem Medium mit Dichte ϱ wirkt, gibt uns nach Stokes den gewöhnlichen Ausdruck für die Fallgeschwindigkeit eines Tropfens unter Einfluß der Schwerkraft, nämlich:

$$v_1 = \frac{2}{9}\frac{g a^2}{\mu}(\sigma - \varrho). \qquad (3)$$

Die Elimination von m aus (1) mittels (3) und dem weiteren Verhältnis $m = \frac{4}{3}\pi a^3 \sigma$ gibt uns die Ladung e_n in der Form

$$e_n = \frac{4}{3}\pi\left(\frac{9\cdot\mu}{2\cdot g(\sigma-\varrho)}\right)^{3/2}\left(\frac{\sigma g}{F}\right)(v_1+v_2)\,v_1^{3/2}. \qquad (4)$$

Von dieser Gleichung stammen die Werte von e_n in den Tabellen 1—11 her.

4. Die ersten Beobachtungen über das Auffangen von Ionen mittels Öltropfen.

Tabelle 1 stellt das Verzeichnis dar von Beobachtungen eines Öltropfens, welcher während eines Zeitraums von $4^1/_2$ Stunden beobachtet wurde, wie er sich zwischen den Fäden des darauf abwechselnd gerichteten Teleskops auf- und abbewegte, erst unter dem Einfluß des elektrischen Feldes F, dann unter dem der Schwerkraft G. Wie vollkommen die Ungenauigkeiten, vom Verdunsten, Luftströmungen oder irgendwelcher anderen Störung in der Luft hervorgerufen, beseitigt werden können, läßt sich von der Unveränderlichkeit des Wertes der Geschwindigkeit unter Einfluß der Schwere erkennen. Diese Beständigkeit wurde nicht ohne vieles Experimentieren erreicht, was an anderer Stelle ausführlich beschrieben werden wird. Es wird genügen müssen, hier zu erwähnen, daß der Heizeffekt des Lichtbogens weggeschafft wurde erstens durch Filtrieren des Lichtstrahls durch ungefähr zwei Kubikfuß Wasser, und zweitens durch gänzliches Abschneiden des Lichts, mit Ausnahme einzelner Momente. Man konnte dann beobachten, ob das Sternchen seine richtige Stellung einhielt, oder auch eine Messung der Zeit machen, in welcher das Sternchen an den Kreuzfäden vorbeiging. Ein weiterer Beweis der gänzlichen Bewegungslosigkeit der Luft wird durch die Tatsache geliefert, daß der Tropfen während eines Zeitraums einer Stunde oder auch länger nicht mehr als zwei oder drei Millimeter zu einer oder der anderen Seite des Punktes seines Eintritts in den Gesichtskreis abwich. Die Beobachtungen in Tabelle 1 sind bei weitem nicht so genau wie viele von den späteren, da die Zeitbestimmungen zuerst (Tab. 1) mit einer Stoppuhr, später jedoch in vielen Fällen mit einem Chronographen ausgeführt wurden. Dennoch wird diese erste Reihe angegeben wegen des außergewöhnlich langen Zeitraums, in welchem der Tropfen beobachtet wurde, ferner wegen der merkwürdigen Mannigfaltigkeit der dargebotenen Phänomene.

Die mit G bezeichnete Spalte zeigt der Reihe nach die Zeiträume in Sekunden, welche das Tröpfchen zum Fallen zwischen den Kreuzfäden durch seine Schwere bedurfte. Es zeigt sich, daß im Verlauf von $4^1/_2$ Stunden die Dauer dieses Zeitraums ein wenig erhöht wird, was beweist, daß der Tropfen sehr langsam verdunstet. Ferner gibt es in den ersten zehn Messungen bedeutende Schwankungen, welche wahrscheinlich daher stammen, daß die Luke während dieser Zeit lange genug offen war, um durch den Heizeffekt des Lichts Lufströmungen im Kondensator zu verursachen.

Die Spalte mit F bezeichnet enthält die Zeiträume des Steigens des Tropfens unter Einfluß der elektrischen Spannung. Die Spalte mit e_n bezeichnet enthält den Wert der Ladung der Tropfen, nach Gleichung (4) berechnet. Die Spalte mit n bezeichnet enthält die Nummer, mit welcher die Werte in der vorhergehenden Spalte eingeteilt werden müssen, um die Werte in der letzten Spalte zu erzielen. Die Werte in dieser letzten Spalte sind gewöhnlich Durchschnittszahlen von allen Beobachtungen, welche mit derselben Nummer in der n-Spalte bezeichnet sind. Wenn eine gewisse Beobachtung nicht in der e_n-Spalte in der Durchschnittszahl verzeichnet ist, so befindet sich ein leerer Raum in den zwei letzten Spalten dieser Beobachtung gegenüber. Wegen der langsamen Veränderung des Wertes von G sind die Beobachtungen in Gruppen eingeteilt, und der Mittelwert für G für jede Gruppe ist in der ersten Spalte vor diese Gruppe gesetzt. Die Messung der Spannung zwischen den Platten, in der jeder Gruppe entsprechenden Durchschnittszeit bestimmt, ist mit v bezeichnet

und ist gerade oberhalb oder gerade unterhalb der dieser Gruppe entsprechenden Durchschnittszahl für G gesetzt. Die Spannung wurde einem Akkumulator entnommen.

5. Erörterung von Tabelle 1.

Da der ursprüngliche Tropfen in diesem Falle ein negativer war, ist es klar, daß eine plötzliche Zunahme der von dem Felde ver-

Tabelle 1. Negative Tropfen.

Distanz zwischen den Kreuzfäden . . = 1,010 cm,
„ „ „ Platten . . . . = 1,600 „ ,
Temperatur . . . . . = 24,6° C,
Dichte des Öls bei 25° C. . . . . = 0,8960,
Viskosität der Luft bei 25,2° C . . . = 0,0001837.

	G Sek.	F Sek.	n	$e_n \times 10^{10}$	$e_1 \times 10^{10}$
	22,8	29,0	7	34,47	4,923
	22,0	21,8	8	39,45	4,931
	22,3	17,2			
$G = 22,28$	22,4	—			
$V = 7950$	22,0	17,3	9	44,42	4,936
	22,0	17,3			
	22,0	14,2	10	49,41	4,941
	22,7	21,5	8	39,45	
	22,9	11,0	12	59,12	4,927
	22,4	17,4	9	44,42	
	22,8	14,3	10	49,41	
$V = 7920$	22,8	12,2			
$G = 22,80$	22,8	12,3	11	53,92	4,902
	23,0	—			
	22,8	14,2			
$F = 14,17$	—	—	10	49,41	4,941
	22,8	14,0			
	22,8	17,0			
$F = 17,13$	—	17,2	9	44,42	4,936
	22,9	17,2			
	22,8	10,9			
$F = 10,73$	22,8	10,9	12	59,12	4,927
	22,8	10,6			
$V = 7900$	22,8	12,2	11	53,92	4,902
$G = 22,82$	22,8	8,7	14	68,65	4,904
	22,7	6,8			
$F = 6,7$	22,9	6,6	17	83,22	4,894
	22,8	7,2			
	—	7,2			
	—	7,3			
$F = 7,25$	—	7,2	16	78,34	4,897
	23,0	7,4			
	—	7,3			
	—	7,2			
$F = 8,65$	22,8	8,6	14	68,65	4,904
	23,1	8,7			
	23,2	9,8	13	63,68	4,900
	—	9,8			
$F = 10,63$	23,5	10,7	12	59,12	4,927
	23,4	10,6			
	23,2	9,6			
	23,0	9,6			
	23,0	9,6			
$V = 7820$	23,2	9,5			
$G = 23,14$	23,0	9,6	13	63,68	4,900
$F = 9,57$	—	9,4			
	22,9	9,6			
	—	9,6			
	22,9	9,0			
	—	10,6	12	59,12	4,927
$F = 8,65$	—	8,7	14	68,65	4,904
	23,4	8,6			
	23,0	12,3			
$F = 12,25$	23,3	12,2	11	53,92	4,902
	—	12,1			
	23,2	12,4			

Veränderung durch Radium verursacht.

	G Sek.	F Sek.	n	$e_n \times 10^{10}$	$e_1 \times 10^{10}$
	23,4	72,4			
	22,9	72,4			
$F = 72,10$	23,2	72,2	5	24,60	4,920
	23,5	71,8			
	23,0	71,7			
	23,0	39,2	6		
$V = 7800$	23,2	39,2			
$G = 23,22$	—	27,4	7	34,47	
	—	20,7	8	39,38	4,922
	—	26,9	7	34,47	4,923
	—	27,2			
	23,3	39,5			
	23,3	39,2	6	29,62	4,937
$F = 39,20$	23,4	39,0			
	23,3	39,1			
	23,2	71,8	5	24,60	4,920
	23,4	382,5	4		
	23,2	374,0			
	23,4	71,0	5	24,60	4,920
$V = 7760$	23,8	70,6	6		
$G = 23,43$	23,4	38,5			
	23,1	39,2			
	23,5	70,3			
	23,4	70,5			
	23,6	71,2	5	24,60	4,920
	23,4	71,4			
	23,6	71,0			
	23,4	71,4			
	23,5	380,6			
	23,4	384,6			
	23,2	380,0			
$E = 379,6$	23,4	375,4	4	19,66	4,915
	23,6	380,4			
	23,3	374,0			
	23,4	383,6			
	—	39,2			
$F = 39,18$	23,5	39,2	6	29,62	4,937
$V = 7730$	23,5	39,0			
$G = 23,46$	23,4	39,6			
	—	70,8			
$F = 70,65$	—	70,4	5	24,60	4,920
	—	70,6			
	23,6	378,0	4	19,66	4,915

Hier, am Ende der 305. Sekunde, während dem die Spannung herrschte, beobachtete ich das Auffangen von zwei negativen Ionen.

23,6	39,4	6	29,62	4,937
23,6	70,8	5	24,60	4,920

Mittelwert aller e_1 = 4,917

Unterschiede.

24,60 — 19,66 = 4,94
29,62 — 24,60 = 5,02
34,47 — 29,62 = 4,85
39,38 — 34,47 = 4,91

Mittelwert = 4,93

ursachten Geschwindigkeit bedeutet, daß der Tropfen ein negatives Ion von der Luft gefangen hat, während eine Verminderung der Geschwindigkeit die Aufnahme eines positiven Ions andeutet. Richtet man die Aufmerksamkeit zuerst auf den letzteren Teil der Tabelle, wo die Messungen am genauesten sind, so merkt man, daß, anfangend mit der Gruppe, für welche $G = 23{,}43$, die Zeit des Tropfens im Felde plötzlich von 71 Sekunden zu 380, dann wieder zu 71, dann herab bis 39, dann wieder hinauf bis 71 und schließlich wieder zu 380 steigen. Diese Zahlen zeigen entscheidend, daß das positive, in dem ersten Wechsel (d. h. von 71—380) gefangene Ion genau dieselbe Ladung trägt wie das negative, in dem Wechsel von 380—71 gefangene Ion.

Ferner wird der genaue Wert dieser, in beiden oben genannten Fällen gefangenen Ladung in mg [Gleichung (1)] ausgedrückt, erhalten von dem Unterschied der mittels Gleichung (1) berechneten Werte von e_n. Wenn man annimmt, daß m ungefähr durch das Stokessche Gesetz bekannt ist, so kann ein annähernder Wert der Ladung auf dem gefangenen Ion von dem Unterschied in den von Gleichung (4) herstammenden Werten von e_n berechnet werden. Der Mittelwert dieses Unterschieds, von allen Veränderungen in der zweiten Hälfte der Tabelle 1 (siehe „Unterschiede") berechnet, beträgt $4{,}93 \times 10^{-10}$.

Nun folgt aus der ersten Beobachtung in der Tabelle, daß die Ladung, welche ursprünglich auf diesem Tropfen war, und welche nicht von den Luftionen, sondern von der mit der Zerstäubung verknüpften Reibung herstammt, $34{,}47 \times 10^{-10}$ beträgt. Der Unterschied dieser Zahl und 7 mal der Ladung eines solchen Luftions beträgt bloß $^1/_7$ Proz. Herr Harvey Fletcher und ich haben uns zusammen seit Dezember 1909 mit diesen Experimenten beschäftigt und auf diese Weise 100—200 Tropfen, welche zwischen 1—150 Anfangsladungen hatten, studiert. Die Ladungen befanden sich auf solch verschiedenen Substanzen, wie Öl, Quecksilber und Glyzerin, doch fanden wir, daß die ursprüngliche Ladung jedesmal eine vervielfältigte Zahl der kleinsten aus der Luft aufgenommenen Ladung war. Die ganze Zahl von Änderungen, welche wir beobachteten, beläuft sich auf 1000—2000, doch in keinem einzigen Falle gab es eine Veränderung, welche nicht das Auffangen einer genauen unveränderlichen Elektrizitätsmenge oder einer sehr kleinen vielfachen Zahl dieser Menge kennzeichnete. Diese Beobachtungen sind die Rechtfertigung für Behauptungen 1 und 2 der Einleitung.

Vor der Diskussion über Behauptung 4 ist es wünschenswert, die Aufmerksamkeit auf drei weitere Schlußfolgerungen zu lenken, welche aus der ersten Tabelle gezogen werden können:

Erstens, da die Zeit, während welcher der Tropfen im Feld war, von 380 bis 6,7 Sekunden variierte, ist es klar, daß die resultierende Kraft, welche das Tröpfchen bewegte, im Verhältnis 1:55 verändert wurde, ohne im geringsten anzudeuten, daß e_1 von der Geschwindigkeit abhängt. Wir sind deshalb, unabhängig von der Theorie, imstande, zu behaupten, daß die Geschwindigkeit der diesen Tropfen bewegenden Kraft proportional war. Die Genauigkeit, mit welcher diese Schlußfolgerung gezogen werden kann, läßt sich aus nachfolgenden numerischen Daten ersehen. Obgleich wir auf unserem Tropfen alle möglichen vielfachen Zahlen der Einheit, $4{,}917 \times 10^{-10}$, von 4 bis 17, mit Ausnahme von 15, hatten, so gibt es keinen einzigen in der Tabelle angegebenen Wert von e_1, welcher einen Unterschied von 5 Proz. von der letzten Durchschnittszahl e_1 zeigt. Es ist allerdings wahr, daß der Fehler der Beobachtung in einigen der kürzeren Zeiträume manchmal 1—2 Proz. beträgt, doch sollte der Fehler in der letzten Hälfte der Tabelle nirgends größer wie 5 Proz. sein. In keinem Falle wird hier ein Abweichen von dem Endwert für e_1 von mehr als 4 Proz. gefunden.

Zweitens, da die Ladung auf dem Tropfen mehr als viermal multipliziert wurde, ohne im geringsten den Wert für G oder den Wert für e_1 zu ändern, so beweisen die Messungen entscheidend, daß mit solchen Tropfen das Aufhalten, welches die Luft auf den Tropfen ausübt, von der Ladung, bezw. Abwesenheit einer Ladung, gänzlich unabhängig ist. Mit anderen Worten, die augenscheinliche Viskosität wird von der Ladung auf solchen Tropfen, wie sie hier gebraucht wurden, nicht beeinflußt.

Drittens, es zeigt sich aus der Tabelle, daß ein Tropfen ein Ion auffängt, nur wenn das elektrische Feld entfernt wird. Wäre dies nicht der Fall, so würde es viele unregelmäßige Messungen in der Spalte unter F geben; jedoch in den ganzen $4^1/_2$ Stunden, während welcher diese Experimente dauerten, gab es bloß eine solche. Eine kurze Überlegung wird dieses Verhältnis erklären. Wenn das Feld existiert, werden die Ionen, sobald sie erzeugt sind, mit ungeheurer Geschwindigkeit zu den Platten getrieben. Diese Geschwindigkeit beträgt, mit den hier gebrauchten Spannungen, mindestens 10000 cm per Sekunde. Deshalb kann ein Ion nicht gefangen werden, während die Spannung existiert, wenn das Molekül, welches in Ionen gespalten wird, sich nicht zufälligerweise auf derjenigen Kraftlinie befindet, welche von Platte zu Platte durch den Tropfen

LIBRARY

läuft. Mit sehr kleinen Tropfen und verhältnismäßig schwacher Ionisation kommt dies sehr selten vor. Jedoch, wenn die Spannung abgeworfen ist, werden die Ionen in dem Raum zwischen den Platten gehalten, und früher oder später muß eins (oder mehr als eins) kraft seiner Bewegungsenergie mit dem Tropfen zusammenstoßen und daran hängen bleiben.

Diese Betrachtungen führen uns zu Behauptung 4 der Einleitung. Es ist ersichtlich aus den Aufzeichnungen der ersten Hälfte der Tabelle, daß, wenn der Tropfen auch eine negative Ladung von 12—17 Einheiten trug, er nicht allein imstande war, weitere negative Ionen zu fangen, sondern daß er augenscheinlich sogar eine größere Tendenz zeigte, negative als positive Ionen zu fangen. Woher bekommt nun ein negatives Ion Energie genug, um gegen die elektrostatische Zurückstoßung des Feldes vorzurücken und sich an einen, schon vorher stark negativ geladenen Tropfen anzuhängen? Es kann sie nicht von dem elektrischen Felde bekommen, denn das Phänomen findet in Abwesenheit der Spannung statt. Es kann sie auch nicht von irgendeiner Art Explosion bekommen, welche das Ion von dem Molekül im Augenblick der Ionisation befreit, da auch in diesem Falle Ionen so gut, oder wenigstens fast so gut, während des Bestehens, als während der Abwesenheit der Spannung gefangen werden könnten. Also gibt es hier einen absolut direkten Beweis, daß das Ion mit einer kinetischen Bewegungsenergie begabt ist, welche imstande ist, es gegen die elektrostatische Zurückstoßung der schon auf dem Tropfen existierenden Ladung bis auf die Oberfläche des Tropfens zu schieben.

Diese Energie kann leicht auf folgende Weise berechnet werden: Wie sich später herausstellen wird, war der Radius des Tropfens in diesem Falle 0,000197 cm, ferner der Wert der elementaren elektrischen Ladung, als Durchschnittszahl aller unserer Messungen erhalten, $4{,}902 \times 10^{-10}$. Also ist die Energie, welche nötig ist, ein eine Ladungseinheit tragendes Ion bis an die Oberfläche einer geladenen, 16 elementare elektrische Ladungen tragenden Sphäre vom Radius r zu bringen:

$$\frac{16\,\varepsilon^2}{r} = \frac{16 \times (4{,}901 \times 10^{-10})^2}{0{,}000197} = 1{,}95 \times 10^{-14} \text{ Ergs.}$$

Die kinetische Bewegungsenergie eines Moleküls, berechnet aus dem oben erhaltenen Wert für ε und der Gleichung der kinetischen Theorie, $p = \frac{1}{3}\, n m v^2$, beträgt $5{,}756 \times 10^{-14}$ Ergs. Dem Maxwell-Boltzmannschen Gesetz gemäß, welches, ohne Zweifel auf Gase zutrifft, sollte dies auch die kinetische Bewegungsenergie eines Ions sein. Es zeigt sich, daß der Wert dieser Energie dreimal so groß ist wie der, welcher nötig ist, ein einziges Ion bis auf die Oberfläche dieses gewissen Tropfens zu schieben. Wenn es nun möglich wäre, einen Tropfen so lange mit negativer Elektrizität zu laden, daß die potentielle Kraft seiner Ladung ungefähr dreimal so groß ist, wie die oben für diesen Tropfen berechnete, dann sollte das hier beobachtete Phänomen, das Fangen neuer negativer Ionen durch solch einen negativ geladenen Tropfen, nicht stattfinden, mit Ausnahme des ungewöhnlichen Falles, in welchem ein Ion eine viel größere als die gewöhnliche Bewegungsenergie besäße. Nun ist in der Tat regelmäßig beobachtet worden, daß schwer geladene Tropfen eine viel kleinere Tendenz zeigten, neue negative Ionen zu fangen, als leicht geladene Tropfen. Bei einer Gelegenheit beobachteten Herr Fletcher und ich vier Stunden lang einen negativ geladenen Tropfen vom Radius 0,000658 cm, welcher Ladungen von 126—150 elementaren Einheiten trug, und welcher infolgedessen eine potentielle Ladungsenergie wechselnd von $4{,}6 \times 10^{-14}$ bis $5{,}47 \times 10^{-14}$ Ergs hatte (wie oben mit der Annahme der regelmäßigen Verteilung berechnet), und in dieser ganzen Zeit fing der Tropfen bloß ein einziges negatives Ion, und das trotz der Tatsache, daß die Ionisation einige Male so stark war, wie im Falle des Tropfens in Tabelle 1. Dies ist ein direkter Beweis, unabhängig von aller Theorie, daß die Größe der kinetischen Bewegungsenergie eines Moleküls ungefähr 5×10^{-14} beträgt, wie es die kinetische Theorie erfordert.

Der erste Teil der Behauptung 5 ist durch die Messungen in der Tabelle direkt bewiesen, denn die große Mehrzahl der Abweichungen, welche in der Spalte 4 eingetragen sind, entspricht dem Hinzusetzen oder der Abnahme einer einzigen elementaren Ladung. Der zweite Teil der Behauptung scheint auf den ersten Blick von den übrigen Veränderungen, welche dem Hinzusetzen oder der Abnahme zweier oder dreier Ladungen entsprechen, bewiesen zu sein. Jedoch die Schlußfolgerung, daß die Gasionisation auch Valenzphänomene zeigt, ist nicht so leicht zu ziehen. Die Beweisgründe dafür, welche unsere Beobachtungen darbieten, werden anderswo ausführlich dargelegt werden. Wegen Mangel an Raum darf ich hier bloß erwähnen, daß der einzig gültige Beweis, welcher in Tabelle 1 geliefert wird, sich nahe dem Ende befindet, indem, während die Spannung herrschte, der Tropfen, als ich ihn beobachtete, eine doppelte negative Ladung auffing.

Man bekommt eine Idee der Intensität der

Ionisation in diesen Experimenten von dem Umstand, daß, während der Beobachtungen der ersten Hälfte der Tabelle, ein geschlossenes Kölbchen, enthaltend 500 mg Radiumbromid von der Aktivität 3000, ungefähr $1^1/_2$ m von der Experimentierkammer entfernt stand, so daß die γ-Strahlen in diese Kammer eindringen konnten. Am Schlusse der Beobachtungen der Gruppe, in welcher G 23,14 beträgt, wurde dieses Radium bis auf ein paar Zoll Entfernung der Kammer näher gerückt, und sechs elementare Einheiten wurden auf den Tropfen gedrängt auf eine Weise, welche später erklärt werden soll. Das Radium wurde dann aus dem Zimmer entfernt, so daß die in der letzten Hälfte der Tabelle eingetragenen Ladungsänderungen der unter gewöhnlichen atmosphärischen Umständen existierenden Ionisation zuzuschreiben sind.

Nur noch eine Bemerkung über die erste Tabelle ist nötig. An einem Punkte, in der Tabelle mit der Bemerkung „Veränderung durch Radium verursacht" bezeichnet, bemerkt man, daß die Ladung plötzlich von 11 bis zu 5 negativen Einheiten verändert wurde, d. h. daß sechs positive Einheiten auf den Tropfen gezwungen wurden. Diese Art Veränderung war eine, welche wir, nachdem wir das Phänomen einmal unter Kontrolle hatten, nach Belieben in irgendwelche Richtung leiten konnten, d. h. wir konnten Ladungen jeden Vorzeichens in irgendwelcher beliebigen, begrenzten Zahl auf einen Tropfen zwingen. Dies taten wir wie folgt: Wenn wir zum Beispiel einen Tropfen negativ laden wollten, so hielten wir ihn mittels der Spannung in der Nähe der positiven Platte und setzten das Radium dahin, wo es gleichmäßige Ionisation durch die ganze Kammer verursachen würde. Unter solchen Umständen, wenn positive und negative Ionen in gleicher Zahl erschienen und gleiche Beweglichkeit hatten, wurde die Gelegenheit des Tropfens, ein negatives Ion zu fangen, soviel mal größer als die Gelegenheit, ein positives zu fangen, wie die Distanz von dem Tropfen bis zur negativen Platte durch die Distanz von dem Tropfen bis zur positiven Platte dividiert. Ähnlicherweise wurde, wenn wir den Tropfen positiv laden wollten, derselbe von dem Felde in der Nähe der negativen Platte gehalten. Wegen der etwas größeren Beweglichkeit der negativen Ionen, sowie auch wegen der größeren Zahl, in welcher sie existieren, fanden wir im allgemeinen, daß die Tropfen eine etwas größere Tendenz zeigten, negative als positive Ladungen aufzufangen. Wegen der größeren Leichtigkeit, mit welcher negative Tropfen längere Zeit unter Beobachtung gehalten werden konnten, ohne auf den Platten verloren zu gehen, ist die Mehrzahl der Tropfen negativ gewesen.

6. Die Ungültigkeit des Stokesschen Gesetzes.

Als die Werte von e_1, wie oben, für verschiedene Tropfen berechnet wurden, stellten sich, obgleich sich mit jedem Tropfen eine ähnliche Übereinstimmung zeigte, wie mit dem Tropfen von Tabelle 1, die Werte für e_1 verschieden heraus, sogar für Tropfen, welche denselben Wert für die Geschwindigkeit unter Einfluß der Schwerkraft aufwiesen. Diese

Tabelle 2. Negative Tropfen Nr. 5.

Distanz zwischen den Kreuzfäden = 1,303 cm,
Temperatur . . . . . = 24,6° C,
Dichte des Öls bei 25,0° C . . . . = 0,9041.

	G Sek.	F Sek.	n	$e_n \times 10^{10}$	$e_1 \times 10^{10}$
	120,8	26,2	2	10,98	5,490
$F = 11,9$	121,0	11,9	4	21,98	5,495
	121,2	16,5	3	16,41	5,470
	120,1	16,3			
$F = 26,40$	120,2	26,4	2		
	119,8	67,4	1	5,495	5,495
$G = \underline{120,07}$	120,1	26,6	2	10,98	
$V = 91,50$	—	16,6	3	16,41	
$F = 16,50$	120,2	16,6			
	—	16,5			
$F = 67,73$	120,2	68,0	1	5,495	
	119,9	67,8			
		26,4			

$v_1 = \underline{0,01085}$ Betonter Mittelwert für $e_1 = \underline{5,490}$

Tabelle 3. Negative Tropfen Nr. 8.

Distanz zwischen den Kreuzfäden = 1,033 cm,
Temperatur . . . . . = 20° C.

	G Sek.	F Sek.	n	$e_n \times 10^{10}$	$e_1 \times 10^{10}$
	88,0	—			
$V = 3512$	88,8	95,3	2	10,98	5,490
$G = \underline{37,85}$	87,8	31,0	4	21,93	5,482
$F = 30,9$	87,4	30,8			
	87,8	47,0	3	16,41	5,470
	87,3	—			

$v_1 = \underline{0,01176}$ Betonter Mittelwert für $e_1 = \underline{5,482}$

Tabelle 4. Negative Tropfen Nr. 12.

Distanz zwischen den Kreuzfäden = 1,005 cm,
Temperatur . . . . . = 24,3° C.

	G Sek.	F Sek.	n	$e_n \times 10^{10}$	$e_1 \times 10^{10}$
	53,8	49,2	4	21,46	5,365
$F = 49,15$	53,7	49,1			
	54,0	95,2			
$G = \underline{53,80}$					
$V = 3990$	—	95,5	3	16,00	5,333
$F = 95,78$	53,7	86,6			
	53,7	95,8			

$v_1 = \underline{0,01868}$ Betonter Mittelwert für $e_1 = \underline{5,349}$

Tabelle 5. Positive Tropfen Nr. 15.

Distanz zwischen den Kreuzfäden = 1,033 cm,
Temperatur . . . . . = 20° C.

	G Sek.	F Sek.	n	$e_n \times 10^{10}$	$e_1 \times 10^{10}$
	30,4	12,8	10	52,06	5,206
	30,5	17,9	8	41,61	5,200
	30,6	43,8	5	26,08	5,216
	30,8	85,9			
	30,5	85,9			
$G = 30,48$	30,7	86,4			
$V = 90,10$	30,5	85,6	4	20,84	5,210
	30,7	86,2			
$F = 86,09$	30,5	86,2			
	—	86,4			
	30,2	2520,0	3	15,55	5,183

$v_1 = 0,01265$ Betonter Mittelwert für $e_1 = 5,208$

Tabelle 6. Positive Tropfen Nr. 16.

Distanz zwischen den Kreuzfäden = 1,317 cm,
Temperatur . . . . . = 27,6° C.

	G Sek.	F Sek.	n	$e_n \times 10^{10}$	$e_1 \times 10^{10}$
	24,61[1])	151,9			
	24,4	152,9			
$F = 152,9$	24,63	152,4	5	25,75	5,150
	24,6	153,5			
$V = 9075$	24,4	153,9			
$G = 24,57$	24,7	39,4	7	36,03	5,147
	24,8	29,2			
	24,6	28,6	8	41,07	5,134
$F = 28,92$	24,50	28,9			
	24,59	29,0			
	24,54	16,0			
$F = 15,93$	24,53	16,0	11	56,25	5,114
	—	15,8			

$v_1 = 0,05360$ Betonter Mittelwert für $e_1 = 5,143$

Tabelle 7. Negative Tropfen Nr. 17.

Distanz zwischen den Kreuzfäden = 1,305 cm,
Temperatur . . . . . = 26,8° C.

	G Sek.	F Sek.	n	$e_n \times 10^{10}$	$e_1 \times 10^{10}$
	23,8	31,5			
$F = 31,33$	23,6	31,3	8	41,10	5,139
	23,4	31,2			
	23,7	43,8			
$G = 23,58$	23,7	43,6			
$V = 8975$	23,8	43,7	7	36,09	5,156
$F = 43,72$	23,5	43,4			
	23,2	43,4			
$F = 24,2$	23,5	24,2	9	46,29	5,144

$v_1 = 0,05534$ Betonter Mittelwert für $e_1 = 5,145$

1) Die Messungen, welche in Hundertteilen einer Sekunde ausgedrückt sind, wurden mit einem Chronographen beobachtet, die übrigen mit einer Stoppuhr. Der Durchschnittswert für G, von den Chronometermessungen berechnet, ist 24,567; der von den Sekundenuhrmessungen ist 24,583.

Tabelle 8. Negative Tropfen Nr. 20.

Distanz zwischen den Kreuzfäden = 1,314 cm,
Temperatur . . . . . = 23,4° C.

	G Sek.	F Sek.	n	$e_n \times 10^{10}$	$e_1 \times 10^{10}$
	M 14,87	114,7			
$V = 8431$	„ 14,88	114,8	11	56,14	5,104
$F = 114,9$	„ 14,87	115,3			
	„ 14,90	64,2			
$G = 14,857$	„ 14,85	64,8			
$V = 8428$	„ 14,82	64,2	12	61,20	5,100
$F = 64,35$	„ 14,84	64,2			
$V = 8423$	„ 14,84	117,0	11	56,12	5,102
$F = 117,0$	„ 14,84	117,0			

$v_1 = 0,08843$ Betonter Mittelwert für $e_1 = 5,102$

Tabelle 9. Negative Tropfen Nr. 21.

Distanz zwischen den Kreuzfäden = 1,317 cm,
Temperatur . . . . . = 25,2° C.

	G Sek.	F Sek.	n	$e_n \times 10^{10}$	$e_1 \times 10^{10}$
$V = 8793$	F 8,03	48,6	28	141,78	5,063
$F = 99,35$	„ 8,03	98,9	26	131,58	5,061
$V = 8792$	„ 8,08	99,8			
$F = 67,05$	„ 8,06	67,2	27	136,34	5,050
$V = 8790$	„ 7,96	66,9			
	„ 7,98	32,7	30	151,69	
	M 7,96	32,6			
	„ 8,04	27,6	31		
$F = 32,66$	—	32,6			
$V = 8788$	„ 7,92	32,7	30	151,69	5,056
$G = 8,013$	—	32,7			
	„ 8,02	32,7			
$F = 24,67$	—	24,7			
$V = 8786$	—	24,6	32	161,41	5,044
	„ 8,06	24,7			
	Veränderung durch Radium verursacht.				
$V = 8785$	M 8,03	50,5	28	141,20	5,043
$F = 68,3$	—	68,2	27	136,17	5,043
$V = 8784$	„ 8,01	68,4			
$F = 107,15$	—	107,2	26	131,05	5,040
$V = 8782$	„ 8,01	107,4			

$v_1 = 0,16436$ Betonter Mittelwert für $e_1 = 5,050$

F Mittelwert $G = 8,023$ M Mittelwert $G = 8,007$.

Unterschiede.

	e_n	n	e_1	Wahrscheinlicher Fehler
141,78 — 131,58 =	10,20 ÷ 2 =		5,10	1 Proz.
136,34 — 131,58 =	4,76 ÷ 1 =		4,76	2 „
151,69 — 136,34 =	15,35 ÷ 3 =		5,12	2 „
161,41 — 141,20 =	20,20 ÷ 4 =		5,05	1 „
141,20 — 136,17 =	5,03 ÷ 1 =		5,03	2 „
Mittelwert der Unterschiede =			5,03	

letzte Unregelmäßigkeit wurde fast gänzlich weggeschafft durch das Blasen der Tropfen in ganz und gar staubfreie Luft, doch sogar in diesem Falle lieferten Tropfen verschiedener Größe, wie aus v_1 bestimmt wurde, durchaus verschiedene Werte für e_1. Dies wird von den Beobachtungen in den Tabellen 2, 3, 4, 5, 6 und 7 illustriert.

Die Tropfen, zu den Tabellen 2 und 3 gehörig, waren von fast genau derselben Größe, was man von der Übereinstimmung der zwei Werte der durch Schwerkraft verursachten Geschwindigkeit erkennen kann, und obgleich die Intensität des Feldes in einem Falle den Doppelwert der Intensität im anderen Falle betrug, so sind die abgeleiteten Werte für e_1 fast identisch. Ähnlicherweise sind die Tabellen 6 und 7 eingesetzt, die Übereinstimmung zu zeigen, welche in der Berechnung der Werte von e_1 erreicht werden konnte, so lange die gebrauchten Tropfen von derselben Größe waren. Dagegen zeigen die Serien der Tabellen 2, 4, 5 und 6 oder 3, 4, 5 und 7 endgültig, daß der so erhaltene Wert für e_1 abnimmt, sowie die Geschwindigkeit des Tropfens zunimmt. Das bedeutet natürlich, daß das Stokessche Gesetz für diese Tropfen keine Geltung hat.

Um genau herauszufinden, in welcher Hinsicht dieses Gesetz nicht zutreffend ist, nahmen wir eine ausgedehnte Reihe Beobachtungen mit Tropfen, deren Geschwindigkeiten sich in den äußersten Fällen 360fach änderten, vor. Diese

Tabelle 10. Negative Tropfen Nr. 29.

Distanz zwischen den Kreuzfäden = 1,007 cm,
Temperatur . . . . . = 21,8° C.

	G Sek.	F Sek.	n	$e_n \times 10^{10}$	$e_1 \times 10^{10}$
$V = 0{,}8845$	—	16,8	46	232,07	
$F = 15{,}07$	—	15,0			
$V = 0{,}8845$	—	14,8	47	238,43	
	—	15,4			
$F = 18{,}60$	—	18,5			
$V = 8844$	—	18,7	45	227,21	
	—	18,6			
	—	20,6	44	222,67	
	F 4,66	27,5			
	„ 4,69	27,5			
	„ 4,57	27,8			
	„ 4,61	27,9			
	—	27,9			
$F = 27{,}73$	„ 4,66	27,7	42	212,70	5,064
$V = 8843$	„ 4,56	27,6			
	„ 4,60	27,7			
	„ 4,65	27,6			
	—	27,7			
	M 4,60				
	„ 4,62	28,0			
	„ 4,61	27,9			
	„ 4,60	33,6			
	„ 4,68	33,8			
$F = 33{,}75$	„ 4,61	33,8			
$V = 8841$	—	33,7	41	207,33	5,057
	„ 4,64	33,7			
	„ 4,62	33,9			
$F = 42{,}55$	„ 4,61	42,5			
$V = 8840$	„ 4,61	42,6	40	202,28	5,057
	„ 4,64	33,8			
$F = 34{,}05$	—	34,2			
$V = 8839$		34,2	41	207,30	5,055
	„ 4,66	34,0			
	„ 4,67	34,8			
	—	34,4	41		
$G = \underline{4{,}630}$	„ 4,68	24,8			
	„ 4,61	28,8	42		
$F = 34{,}67$	„ 4,66	34,5			
$V = 8837$	—	34,8	41	206,86	5,045
	„ 4,62	34,7			
Veränderung durch Radium verursacht.					
$F = 59{,}50$	F 4,58	59,4			
$V = 8836$	„ 4,63	59,6	39	196,75	5,045
	„ 4,64	60,0			
$F = 44{,}1$	—	44,1			
$V = 8835$	„ 4,64	44,0	40	201,69	5,041
	„ 4,63	44,2			
Veränderung durch Radium verursacht.					
	„ 4,64	35,0			
$F = 35{,}2$	„ 4,60	35,2			
$V = 8833$	„ 4,65	35,4	41	206,59	5,039
	„ 4,65	35,2			
	„ 4,67	44,8			
	—	45,2			
$F = 45{.}66$	„ 4,60	45,4	40	201,30	5,033
$V = 8831$	—	45,4			
	—	45,5			
	—	35,6	41		
Veränderung durch Radium verursacht.					
	—	19,1			
	—	19,6			
	—	19,2			
	—	19,6			
	—	19,5			
$F = 19{,}42$	—	19,4			
$V = 8829$	—	19,3	45	226,21	
	—	19,2			
	—	19,7			
	—	19,6			
	—	19,3			
	—	19,2			
	—	19,7			
	—	19,5			
Veränderung durch Radium verursacht.					
	—	64,0			
$F = 63{,}45$	—	63,4	39	196,12	
$V = 8827$	—	63,0			
	—	63,4			
$F = 100{,}2$	—	100,0	38	191,11	
$V = 8826$	—	100,3			

$v_1 + 21{,}75$ Betonter Mittelwert für $e_1 = 5{,}046$

F Mittelwert $G = 4{,}629$ M Mittelwert $G = 4{,}632$.

Unterschiede.

	e_n	n	e_1	Fehler
196,12 — 191,11 =	5,01	÷ 1 =	5,01	1 Proz.
226,21 — 196,12 =	30,09	÷ 6 =	5,08	1 „
226,21 — 201,30 =	24,21	÷ 5 =	4,98	2 „
206,59 — 186,39 =	20,20	÷ 4 =	5,04	1 „
201,69 — 186,39 =	15,30	÷ 3 =	5,10	1 „

Mittelwert der Unterschiede = 5,035

Tabelle 11. Negative Tropfen Nr. 32.

Distanz zwischen den Kreuzfäden = 1,003 cm,
Temperatur . . . . . = 23,2° C.

	G Sek.	F Sek.	n	$e_n \times 10^{10}$	$e_1 \times 10^{10}$
$F = 8{,}5$	—	8,7			
$V = 8577$	—	8,3	123	622,40	
	—	8,5			
	Ohne Radium geändert.				
	M 2,44	28,4			
	—	28,7			
	—	28,7			
$F = 28{,}70$	„ 2,46	28,4	104	524,25	5,040
$V = 8573$	„ 2,54	28,0			
	„ 2,46	28,0			
	„ 2,45	28,8			
	„ 2,43	28,6			
	Veränderung durch Radium verursacht.				
$G = 2{,}462$	„ 2,44	15,7			
$F = 15{,}72$	„ 2,48	15,7			
$V = 8568$	—	15,7	111	558,78	5,034
	—	15,7			
	—	15,8			
	Veränderung durch Radium verursacht.				
$F = 59{,}1$	—	59,1	100	503,42	5,034
$V = 8565$	„ 2,50	59,1			
$F = 60{,}0$	—	59,8	100	503,23	5,032
$V = 85{,}53$	F 2,45	60,2			
	Veränderung durch Radium verursacht.				
$F = 81{,}5$	—	81,0	99	498,12	5,031
$V = 8561$	—	82,1			
	Veränderung durch Radium verursacht.				
	„ 2,44	19,9			
$F = 20{,}0$	„ 2,50	20,1	108	543,41	5,032
$V = 8555$	„ 2,42	20,0			

$v_1 = 0{,}4074$ Betonter Mittelwert für $e_1 = 5{,}033$
F Mittelwert $G = 2{,}452$ M Mittelwert $G = 2{,}467$.

Unterschiede.

	e_n	n	e_1	Wahrscheinlicher Fehler
543,41 — 498,12 =	45,29 ÷	9 =	5,032	0,5 Proz.
503,23 — 498,12 =	5,11 ÷	1 =	5,11	3,0 „
558,78 — 503,42 =	55,36 ÷	11 =	5,033	0,5 „
558,78 — 524,25 =	34,53 ÷	7 =	4,94	3,0 „

Mittelwert der Unterschiede = 5,031

Geschwindigkeiten variierten zwischen 0,0013 cm und 0,47 cm per Sekunde. Ein ausführliches Verzeichnis einiger dieser Beobachtungen ist in den Tabellen 8, 9, 10 und 11 angegeben.

Wegen der unverkennbaren Wichtigkeit des Erlangens genauer Messungen für die größeren Tropfen, für welche das Stokessche Gesetz am besten gelten sollte, wurde die Zeit des Fallens solcher Tropfen unter dem Einfluß der Schwerkraft so sorgfältig wie möglich mit einem Chronographen gemessen. Zugleich wurde das Abmessen der Zeit des Fallens desselben Tropfens, wenn irgendwie möglich, nicht allein von mir, sondern zugleich auch von Herrn Fletcher gemessen, um soweit als möglich Fehler des einzelnen Beobachters auszugleichen. Der erreichte Grad der Genauigkeit kann von den Messungen in den mit G bezeichneten Spalten beurteilt werden. Man wird bemerken, daß wir sehr selten eine Messung des Zeitintervalls, welches das Sternchen für seine Reise von den Kreuzfäden benutzte, machten, das einen größeren Unterschied als $^1/_{25}$ Sekunde von der Durchschnittszeit zeigt. Fernerhin zeigen Herrn Fletchers Durchschnittszeiten für einen bestimmten Tropfen gewöhnlich einen Unterschied von weniger als $^1/_{100}$ Sekunde von den meinigen.

Alle Zeitintervalle, die unter F in den Tabellen eingetragen sind, wurden mit einer Stoppuhr gemessen, da, wegen der Art und Weise, in welcher v_1 und v_2 in der Formel (4) auftreten, und ferner wegen der Tatsache, daß F in allen diesen Beobachtungen sehr viel größer als G war, keine Zunahme in der Genauigkeit von e_1 durch den Gebrauch des Chronographen in der Messung von v_2 erzielt werden konnte.

Die elektrische Spannung wurde unmittelbar vor und nach den Beobachtungen eines gewissen Tropfens gemessen. Diese Messung machten wir, indem wir ein Lager Akkumulatoren in 11 Teile einteilten, und die Spannung in jedem Teil mit einem 900-Volt-Kelvin- und White-elektrostatischen Voltmeter bestimmten, welchen wir mit einer Genauigkeit von $^1/_{10}$ Proz. kalibrierten, durch Vergleichen mit einem Weston-Voltmeter, welches im Bureau of Standards kalibriert worden war.

Der Buchstabe F vor einer Messung bedeutet, daß sie von Fletcher gemacht wurde; ähnlicherweise bedeutet M, daß sie von Millikan gemacht wurde.

Man ersieht aus den Tabellen, daß sogar im Falle der größten Tropfen, welche mit soviel wie 130 elementaren Elektrizitätseinheiten geladen wurden, die Werte von n in jedem Falle unverkennbar von den Unterschieden, welche am Schluß der Tabellen zusammengefaßt sind, herrühren. In der Tat kann gewöhnlich der relative Wert für e_1 sogar mit den größten Tropfen von diesen Unterschieden allein mit einer Genauigkeit von $^1/_2$ Proz. berechnet werden[1]). Natürlich wird die Genauigkeit erhöht, wenn die Werte für e_n durch n dividiert werden, sobald n mit Bestimmtheit von den Unterschieden berechnet worden ist.

Die in diesen Tabellen aufgeführten Messungen sind bloß Beispiele der Art der Beobachtungen, welche wir zwischen Dezember 1909 und Mai 1910 an 100 bis 200 Tropfen machten. Welche Übereinstimmung wir erreichten, nachdem wir gelernt hatten, das Verdunsten des Tropfens zu

1) Da derselbe Wert für G in der Berechnung aller Werte von e_n gebraucht wird, sind die relativen Werte von e_n beinahe unabhängig vom Fehler des Wertes von G.

vermeiden und den Staub von der Luft zu entfernen, zeigt sich in Tabelle 12. Diese Tabelle enthält die Endresultate unserer Beobachtungen, welche wir während eines Zeitraums von 47 aufeinanderfolgenden Tagen an allen, mit Ausnahme von drei Tropfen machten. Die drei Tropfen, die ausgeschlossen sind, erzeugten alle Werte, welche 2 bis 4 Proz. zu niedrig waren, um auf einer regelmäßigen $e_1 v_1$-Kurve, wie der in Fig. 1 gezeigten Kurve, welche den in Tabelle 12 enthaltenen Werten entspricht, Platz zu finden. Es ist wahrscheinlich, daß diese drei Tropfen nicht einzelnen, sondern zwei zusammenhängenden Tropfen entsprechen. Da wir noch nie in unserem Studium einen Tropfen bemerkt haben, der einen Wert für e_1 gab, welcher merklich größer als der der Kurve von Fig. 1 entsprechende Wert war, und da fernerhin eine sphärische Masse eine größere Fallgeschwindigkeit hat, als eine Masse irgendeiner anderen Form, welche dasselbe Gewicht und die gleiche Dichtigkeit hat, so ist die Voraussetzung binärer Tropfen wenigstens eine natürliche. Nach Entfernung des Staubes fanden wir nicht einen Tropfen einzeln, welcher sich dieser Kurve gemäß unregelmäßig benahm. Der Tropfen in Tabelle 1 zeigt vielleicht das beste Beispiel des hier besprochenen Falles. Er liefert einen Wert für e_1, welcher 4 Proz. zu niedrig ist, um auf dieser Kurve Platz zu finden. Hier finden wir die größte Abweichung von der Kurve, die wir bis jetzt beobachtet haben.

Tabelle 12.

Nr.	Geschwindigkeit in cm/Sek.	Radius cm	$e_1 \times 10^{10}$	Wahrscheinlicher Fehler
1	0,001315	0,0000313	7,384	6,0
2	001673	358	6,864	4,0
3	001927	386	6,142	2,5
4	006813	755	5,605	1,5
5	01085	967	5,490	1,5
6	01107	979	5,496	1,7
7	01164	0,0001004	5,483	1,4
8	01176	1006	5,482	1,4
9	01193	1016	5,458	1,8
10	01339	1084	5,448	1,5
11	01415	1109	5,448	1,4
12	01868	1281	5,349	1,5
13	02613	1521	5,293	1,5
14	03337	1730	5,257	1,5
15	04265	1954	5,208	1,5
16	05360	2205	5,148	1,4
17	05534	2234	5,145	1,5
18	06800	2481	5,143	1,7
19	07270	2562	5,139	1,5
20	08843	2815	5,102	1,3
21	09822	2985	5,107	1,4
22	1102	3166	5,065	1,4
23	1219	3344	5,042	1,5
24	1224	3329	5,096	1,5
25	1267	3393	5,061	1,5
26	15145	3712	5,027	1,5
27	1644	3876	5,050	1,3
28	2027	4297	4,989	1,7
29	2175	4447	5,046	1,4
30	3089	5315	4,980	1,0
31	3969	6047	5,060	1,0
32	4074	6104	5,033	1,0
33	4735	6581	4,911	1,5

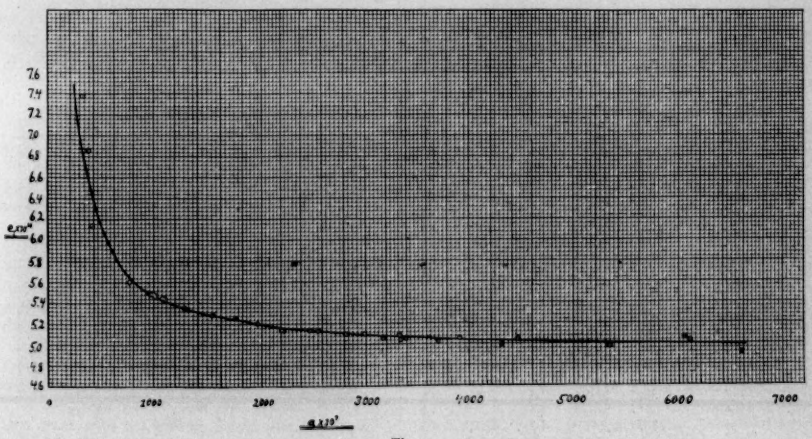


Fig. 1.

7. Korrektur des Stokesschen Gesetzes.

Das eigentliche Verfahren der Korrektur des Stokesschen Gesetzes wird anderswo auseinandergesetzt werden. Das Endresultat ist das folgende: Die Stokessche Gl. (2) wird durch folgende ersetzt:

$$X = 6\pi\mu a v\left(1+A\frac{l}{a}\right)^{-1} \qquad (5)$$

oder

$$v_1 = \frac{2}{9}\frac{g a^2 (\sigma-\varrho)}{\mu}\left\{1+A\frac{l}{a}\right\}, \qquad (6)$$

in welchen l die durchschnittliche freie Bahn des Gasmoleküls und A eine unbestimmte Konstante ist, welche wir aus den Beobachtungen erhalten. Es stellt sich heraus, daß A, so gut es die Genauigkeit der Beobachtung erlaubt (auf 1—2 Proz.), mit dem von Cunningham aus Betrachtungen der kinetischen Gastheorie berechneten Werte (Proc. Roy. Soc. **83**, 360) übereinstimmt, unter der Bedingung, daß f in seiner Formel (vgl. l. c., S. 361) den Wert Null hat. Dies bedeutet, daß der Wert für A aus unseren Beobachtungen zu 0,815 angegeben ist. Die Werte von d in den Tabellen 12 und 13 sind berechnet mittels Gleichung (6), welche eine einfache quadratische ist, in welcher a die einzige unbekannte Zahl ist.

8. Der absolute Wert von e.

Wenn wir nun (6) statt (4) mit (1) vereinigen, mit e den absoluten Wert der elementaren Ladung und mit e_1 wie vorhin den Wert dieser, von der gewöhnlichen Form des Stokesschen Gesetzes berechneten Ladung bezeichnen, so erfolgt sogleich:

$$e\left(1+A\frac{l}{a}\right)^{3/2} = e_1. \qquad (7)$$

Tabelle 13.

Nr.	Geschwindigkeit in cm/Sek.	Radius cm	$e_1 \times 10^{10}$	Wahrscheinlich. Fehler	$e \times 10^{10}$	% Abweichung
5	0,01085	0,0000967	5,490	1,5	4,892	0,20
6	01107	979	5,496	1,7	4,889	26
7	01164	0,0001004	5,483	1,4	4,903	03
8	01176	1006	5,483	1,4	4,916	28
9	01193	1016	5,458	1,8	4,891	22
10	01339	1084	5,448	1,5	4,908	10
11	01415	1109	5,448	1,4	4,921	42
12	01868	1281	5,349	1,5	4,900	03
13	02613	1521	5,293	1,5	4,910	17
14	03337	1730	5,257	1,5	4,918	34
15	04265	1954	5,208	1,5	4,913	21
16	05360	2205	5,143	1,4	4,884	36
17	05534	2234	5,143	1,5	4,885	34
18	06800	2481	5,149	1,7	4,912	21
19	07270	2562	5,135	1,5	4,913	01
20	08843	2815	5,102	1,3	4,901	01
21	09822	2985	5,107	1,4	4,915	27
22	1102	3166	5,065	1,4	4,884	36
23	1219	3344	5,042	1,5	4,882	40
24	1224	3329	5,096	1,5	4,923	44
25	1267	3393	5,061	1,5	4,894	15
26	15145	3712	5,027	1,5	4,880	44
27	1644	3876	5,050	1,3	4,903	03

Durchschnittlicher Endwert von $e = 4{,}9016$.

Die Tabelle 13 enthält alle Werte von e, welche von allen Beobachtungen in Tabelle 12 herstammen, mit Ausnahme der ersten vier und der letzten sechs. Diese sind ausgelassen, nicht weil sie den Endwert von e ändern würden, da sie tatsächlich denselben kaum beeinflussen, sondern wegen der Fehler, die beim Experimentieren mit entweder sehr langsamen oder sehr schnellen Tropfen unausbleiblich sind. Wenn die Geschwindigkeiten sehr klein sind, werden Fehler durch übrigbleibende, durch Wärme verursachte Luftströmungen eingeführt, und wenn sie sehr groß sind, so wird die Zeitmessung unzuverlässig.

Der letzte Durchschnittswert von e beträgt $4{,}9016 \times 10^{-10}$. Der wahrscheinliche Fehler, von den Abweichungen in der letzten Spalte berechnet, sollte ungefähr $^1/_{10}$ Proz. sein. Da jedoch der Koeffizient der Viskosität in der Formel eingeschlossen ist, so muß die Genauigkeit der Berechnung von e von der Genauigkeit der Messung dieser Konstante abhängig sein. Nach langem und sorgfältigem Studium aller zur Verfügung stehenden Daten über die Viskosität der Luft, habe ich für μ 0,0001785 als den wahrscheinlichsten Wert gewählt. Aus Gründen, welche anderswo besprochen werden sollen, glaube ich, daß der Fehler dieses Wertes weniger als $^1/_2$ Proz. beträgt.

Sehr interessant ist es, die vollkommene Übereinstimmung zwischen Cunninghams rationeller Formel und unseren experimentellen Resul-

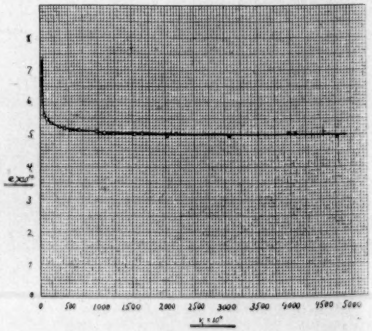


Fig. 2.

taten zu bemerken. Wie vollkommen diese Übereinstimmung ist, zeigt sich auch an Fig. 2, in welcher die Kurve von 7 berechnet ist, mit der Annahme, daß e 4,9016 beträgt. Unsere experimentell bestimmten Werte sind um diese Kurve herum aufgezeichnet, und jede Beobachtung, in Tabelle 12 enthalten, wird in dieser Figur angegeben. Jedoch muß hier besonders betont werden, daß die Genauigkeit unseres Endwertes der elementaren elektrischen Ladung von der Richtigkeit irgendeiner Theorie, welche die Ursache der Ungültigkeit des Stokesschen Gesetzes für kleine Tropfen zu erklären sucht, ganz und gar unabhängig ist.

Es ist wohl möglich, daß eine Reihe Experimente mit anderen Stoffen als Öl andere Werte für A erzielen kann, doch dürfte der Wert von e_1 keineswegs dadurch beeinflußt werden. Es ist von sehr großem Interesse, zu wissen, ob das Ändern der mittleren Weglänge durch Ändern des Druckes den Wert für e_1 so ändern wird, wie es nach Cunninghams Theorie es tun sollte. Wir werden bald in der Lage sein, über diesen Punkt zu entscheiden und eine weitere Mitteilung darüber zu machen.

Das Verhältnis dieser Bestimmung von e mit dem Vorhergehenden soll anderswo besprochen werden. Es genügt hier zu sagen, daß das gegenwärtige Resultat vollkommen mit dem Regenerschen in Einklang ist, da dieser seinen Fehler auf 3 Proz. anschlägt.

(Eingegangen 3. Oktober 1910.)

Das Echelette-Gitter für das ultrarote Spektrum.

(The Echelette Grating for the Infra-Red.)

Von R. W. Wood.

Eines der wichtigsten Probleme der Optik bildet die Frage nach der Verteilung der Intensität auf die Spektren verschiedener Ordnung, die ein Beugungsgitter erzeugt. Praktisch sind keine strengen Experimentaluntersuchungen ausgeführt worden, weil es nicht möglich ist, die tatsächliche Form der Striche zu bestimmen, die eine Diamantspitze auf eine Glas- oder Metallfläche ritzt. Es ist sehr schwierig, aus einer mikroskopischen Untersuchung etwas zu erfahren, und es ist keineswegs sicher, daß die Gestalt der Ritze mit der ritzenden Spitze, wie wir sie uns denken, übereinstimmen wird. Ich kam auf den Gedanken, eine erfolgversprechende Angriffsmethode dürfte darin bestehen, Gitter mit Ritzen von so großen Abmessungen herzustellen, daß sich ihre genaue Gestalt, Breite usw. mit Sicherheit bestimmen ließe, und dann die Energieverteilung mittels der langen Wärmewellen zu bestimmen, die von Rubens und seinen Mitarbeitern entdeckt worden sind. Wenn wir die Reststrahlen von Quarz und ein Gitter von 1000 Linien auf den Zoll (6,3 cm²) benutzen, werden wir ungefähr dasselbe Verhältnis zwischen Wellenlänge und Gitterbreite haben, wie bei einem Rowlandschen Gitter von 14 000 Linien auf den Zoll mit rotem Licht. Es ließen sich Gitter, deren Konstanten sich von 0,1 mm bis 0,01 mm bewegten, mittels der Reststrahlen oder enger Gebiete des ultraroten Spektrums untersuchen, die durch ein Spektrometer mit Steinsalzprismen isoliert worden waren, und es konnte die Beziehung zwischen der Intensitätsverteilung und der Gestalt der Ritzen bestimmt werden. Es wurden Methoden ausgearbeitet, nach denen eine Ritze von jeder beliebigen Gestalt mit optisch ebenen Seitenflächen (ein sehr wichtiger Punkt!) geritzt werden konnte, nach denen ferner die Neigung jeder Seitenfläche der Ritze gemessen und die genaue Natur der Gravierung bestimmt werden konnte, nach denen also festgestellt werden konnte, ob das Metall zwischen den Ritzen aufgetrieben worden war, oder ob der Winkel zwischen den gegenüberliegenden Flächen gleich dem Winkel zwischen den Kanten des Grabstichels war. Das folgt keineswegs von selbst, denn das Eingraben der Ritze Nr. 2 kann das Metall nach einer Seite drängen und den Neigungswinkel der angrenzenden Seite der Ritze Nr. 1 vergrößern. Schließlich erhielt ich Gitter, die sich bei der Untersuchung ultraroter Spektren als so wirksam erwiesen, daß ich es für der Mühe wert halte, sie durch einen besonderen Namen zu bezeichnen. Sie werfen einen großen Prozentsatz der Energie auf ein bis zwei Spektren links vom Mittelbilde und zeigen geringe oder gar keine Spuren irgendwelcher Energie rechts von diesem. Bei sichtbarem Licht senden sie den größeren Teil der Energie in eine Gruppe von Spektren, etwa von der zwölften bis zur sechzehnten, oder von der vierundzwanzigsten bis zur dreißigsten Ordnung. Man kann sie sonach als Reflexionsgitter mit verhältnismäßig geringer Verzögerung ansehen, und ich schlage für sie den Namen „Echelette-Gitter“ (deutsch etwa „Sprossengitter“, d. Ü.) vor, zum Unterschied vom gewöhnlichen Gitter und vom Michelsonschen Stufengitter („echelon“).

Ich habe zu ihrer Herstellung verschiedene Methoden versucht. Die ersten Exemplare stellte ich her, indem ich die Ritzen mit einem Stahlstempel einschlug, an dem ich zwei aneinanderstoßende Flächen eben geschliffen und auf Hochglanz poliert hatte. Der Stempel war ein Block aus hartem Stahl von $3 \times 2 \times 1{,}5$ cm, und die Gitter wurden mit einer gewöhnlichen

Prägemaschine eingeschlagen; dabei wurde der Stempel unter dem richtigen Winkel in fester Lage eingeklemmt und eine polierte Platte aus irgendeinem Weichmetall von unten her gegen ihn geschoben. Das Verfahren ist dem analog, das Herr Thorpe bei der Herstellung seiner Gitter zur Demonstration der vorherrschenden Spektren angewandt hat, aber es lieferte keine sehr befriedigenden Ergebnisse.

Nach reichlichen Versuchen mit verschiedenen Metallen und Spitzen kam ich zu dem Schlusse, daß man weiche Legierungen vermeiden muß, da es mir unmöglich zu sein schien, eine Ritze mit optisch ebenen Seiten zu ziehen. Die kristallinische Struktur des Metalls bewirkte, daß die Spitze eine Ritze zog, deren Seiten mehr oder minder schwankten, wodurch eine größere oder geringere Reflektion in Richtungen parallel zu den Ritzen verursacht wurde.

Schließlich wurde folgendes Verfahren angenommen: Eine polierte Kupferplatte, wie sie der Photograveur beim Halbtonprozeß verwendet, wurde mit Gold plattiert und poliert. Die Platten erwiesen sich als hinreichend eben für den Zweck und hatten eine viel bessere optische Oberfläche, als ich durch Schleifen oder Polieren auf einer Kupferplatte hervorzubringen irgend imstande war, denn das letzte Polieren verursachte immer unregelmäßige Wellenbildungen (vielleicht infolge von Schwankungen in der Härte), und ich vermochte nicht, von berufsmäßigen Optikern, die mit dem Polieren von Glas und Spiegelmetall vertraut waren, irgendwelche Anregung zu erhalten. Sollte irgend jemand ein Verfahren zur Erzielung einer optisch ebenen Fläche auf Metallen, wie Kupfer oder Gold, ausgearbeitet haben, so werde ich mich sehr freuen, darüber zu erfahren, denn die Beschaffenheit der Gitter wird dadurch ohne Zweifel verbessert werden.

Als Gravierspitze wurde ein Karborundkristall benutzt, und das Ritzen wurde bei den Gittern mit sehr großer Konstante auf einer kleinen Laboratoriums-Teilmaschine mit der Hand vorgenommen. Diese Maschine besaß schlimme periodische Fehler, und die besten Gitter wurden auf der ersten Rowlandschen Maschine mit einem siebenzahnigen und einem vierzehnzahnigen Daumen hergestellt und erhielten 2062 bzw. 962 Striche auf den Zoll.

Die hexagonalen Karborundkristalle wurden durch Zerbrechen einer Masse der Substanz, wie sie aus dem Ofen kommt, ausgewählt. Proben dieser irisierenden kristallinischen Massen findet man in den meisten chemischen oder mineralogischen Sammlungen. Die Kristalle haben die in Fig. 1 dargestellte Gestalt und werden in der aus der Figur ersichtlichen Weise montiert. Die natürlichen Kanten sind so gerade, daß sie eine

Fig. 1.

Ritze mit optisch vollkommenen Seiten graben. Alles hängt von der Natur der Kante ab und von dem Winkel, unter dem sie gegen die Richtung des Striches gestellt wird, d. h. von ihrer Neigung nach vorn oder nach hinten. Manche Kanten wollen unter keinem Winkel richtig ritzen; sie „klappern" über die Oberfläche dahin und reißen einen Metallgrat ab. Wenn das Ritzen richtig erfolgt, so wird kein Metall fortgenommen, und die Ritze wird durch Zusammendrücken des Metalls gebildet. Wenn die Kante richtig gewählt, unter dem richtigen Winkel montiert und richtig belastet ist, so wird eine schöne Ritze mit einer sehr geringen Erhebung des Metalls über die ursprüngliche Oberfläche an den Rändern hergestellt. Die ersten Gitter wurden auf Kupfer geritzt und zur Vermeidung des Blindwerdens hinterher goldplattiert; es zeigte sich aber, daß selbst die leiseste Politur auf dem Pufferrad die Schärfe der Ränder vernichtete und die Entwicklung starker zentraler Bilder verursachte.

Es stellte sich indessen heraus, daß es selbst bei einem überaus dünnen Goldniederschlag (ungefähr der leichtesten Plattierung, die überhaupt in der Industrie angewandt wird) möglich war, sehr tiefe Ritzen zu ziehen, ohne das Kupfer bloßzulegen. Damit war die Schwierigkeit gelöst, und es ließen sich ausgezeichnete Gitter mit sehr geringen Kosten herstellen. Die Kupferplatte wurde auf der Rückseite mit Asphaltlack überzogen, um Gold zu sparen, und in so großen Stücken vergoldet, wie die Vergolderei nur behandeln konnte. Diese großen Platten wurden dann mit einer Kreissäge auf die erforderliche Größe zerschnitten. Sie verhielten sich optisch sehr gut und gaben fast so gute Bilder wie ein gewöhnlicher Spiegel aus Tafelglas, trotz der ziemlich rohen Behandlung, der sie unterzogen worden waren. Es ist wichtig, den Vergolder anzuweisen, daß er so wenig wie möglich das Pufferrad anwendet. Meine ersten Platten wurden durch einen zu dicken Goldniederschlag und durch zu heftiges Puffern oder Brünieren verdorben. Die beste Behandlung ist die, welche die Vergolder den dünnsten Überzügen zuteil

werden lassen, die vollständig beseitigt werden würden, wenn man sie nach dem bei dickeren Niederschlägen angewandten Verfahren polieren würde. Wenn man einen dicken Niederschlag anbringt und ihn in der üblichen Weise poliert, wird die optische Fläche durch Wellenbildung verdorben, obschon es schwer ist, den Vergolder davon zu überzeugen, daß dies Verfahren unzulänglich ist. Ich erwähne diese Einzelheiten zu Nutz und Frommen anderer, welche die Herstellung solcher Gitter unternehmen wollen. Ich brauchte nämlich nahezu eine Woche, um den Vergolder davon zu überzeugen, daß er über das Wesen von Metallen und über ihre zweckmäßige Behandlung überhaupt etwas lernen könne. Um eine bessere optische Fläche, oder vielmehr eine ebenere zu erhalten, ließ ich eine polierte ebene Platte aus Spiegelmetall, wie man sie zur Herstellung Rowlandscher Gitter verwendet, silberplattieren und polieren. Der Umstand, daß die erste Platte, die ich dem Plattierer in die Hände gab, in drei Stücke zerfiel, sobald er sie in die heiße alkalinische Lösung brachte, wie sie zur Reinigung dünner Metallgegenstände benutzt wird, überzeugte ihn davon, daß noch etwas über Metalle zu lernen sei, und er war seitdem geneigter, Rat anzunehmen. Nach diesem Verfahren war es möglich, eine schöne optische Oberfläche aus weichem Metall zu erhalten, in die sich die Ritzen einschneiden ließen. Soviel ich bei einer ziemlich oberflächlichen Prüfung sehen konnte, war die optische Vollkommenheit der Oberfläche nicht wesentlich beeinträchtigt worden.

Der Winkel der ritzenden Kanten der hexagonalen Karborundplatten beträgt 120^0; folglich bilden die Seitenflächen der Furche annähernd diesen Winkel. Dadurch, daß man den Kristall in verschiedene Stellungen bringt, erhält man Rillen von verschiedener Gestalt, beispielsweise solche, bei denen die eine Seite unter einem Winkel von 12^0 gegen die ursprüngliche Fläche geneigt ist, die andere unter einem solchen von 48^0. Diese Winkel werden dann mit einem kleinen Spektrometer bestimmt, oder auch einfach in der Weise, daß die Gitter auf einem Teilkreise montiert werden und die Reflexion der Flamme einer Lampe an ihnen beobachtet wird. Bei den besten Gittern ist keine Spur von dem mittleren Bilde zu sehen; dieses Ergebnis ist eben zu erwarten, falls die Furchen scharf sind und nichts von der ursprünglichen ebenen Oberfläche übrig bleibt. Die Summe der beiden Neigungswinkel belief sich nicht immer auf 60^0, wie es der Fall sein sollte, wenn die Ritzung mit einer Spitze von 120^0 ausgeführt worden wäre. Dies beruht wahrscheinlich auf dem Umstande, daß die Kanten der Karborundkristalle gewöhnlich abgeschrägt sind, wie es in Fig. 1 dargestellt ist. Ich habe die Winkel, unter denen diese kleinen Ebenen zusammenstoßen, nicht untersucht, aber es erscheint wahrscheinlich, daß wir bei gewissen Kristallen eine Schneidespitze haben können, deren Kanten unter einem Winkel von mehr als 120^0 zusammentreffen.

Von den acht Gittern, die ich bisher ausgemessen habe, sind die Winkel der Kanten und deren Summe in der nachstehenden Zusammenstellung enthalten:

11^0	$20{,}5^0$	22^0	29^0	11^0	12^0	17^0	43^0
49^0	$27{,}5^0$	30^0	18^0	44^0	46^0	37^0	11^0
60^0	48^0	52^0	47^0	55^0	58^0	54^0	54^0

Außer der Kenntnis des Neigungswinkels der beiden Seitenflächen der Furche ist es notwendig, festzustellen, ob sie einen scharfen Winkel bilden, d. h. ob sie sich oben in einer Schneide treffen, oder ob zwischen ihnen infolge der Auftreibung des Metalls bei der unter der Wirkung des Karborundkristalls entstehenden Kompression etwas von der ursprünglichen Oberfläche, oder etwa ein Grat mit mehr oder minder rauher Oberfläche zurückbleibt.

Es bereitete einige Schwierigkeit, das Aussehen der Oberfläche unter dem Mikroskop zu deuten, bis ich schließlich folgende Methode versuchte, die schöne Ergebnisse lieferte. Zwei Glühlampen wurden dicht über dem Mikroskoptischchen rechts und links vom Tubus in solcher Lage angebracht, daß die Kanten der Ritzen Licht vertikal in das Objektiv hinein reflektierten. Vor die eine Lampe wurde ein rotes und vor die andere ein grünes Glas gesetzt. Die beiden Ritzen erschienen in Komplementärfarben hell beleuchtet, und zwar ohne ein dunkles Gebiet, wenn sie sich oben trafen; wenn dies aber nicht der Fall war, so war jedes rotgrüne Streifenpaar von dem benachbarten durch eine dunkle Linie getrennt, die davon herrührte, daß die wagerechte Fläche zwischen den Ritzen nicht unter dem richtigen Winkel stand, um von jeder der beiden Lampen Licht in das Objektiv zu reflektieren. Das Aussehen der in dieser Weise beleuchteten Gitter ähnelte dem der Schirme, die bei dem farbenphotographischen Verfahren von Joly zur Anwendung gelangen. Wenn das Gitter kein zentrales Bild mit Licht zeigte, so war mit Sicherheit anzunehmen, daß das Metall längs der dunklen Linie aufgetrieben und die ursprüngliche Fläche zerstört war. Das war gewöhnlich dann der Fall, wenn die Furchen sich sehr nahezu berührten. Wenn sich kräftige zentrale Bilder zeigten, so war das ein Zeichen dafür, daß ein Teil der ursprünglichen ebenen Oberfläche zwischen den Ritzen stehengeblieben war. Die Breite dieses Teiles im Vergleich zu jener des aufgerauhten Teiles konnte in der

Weise bestimmt werden, daß das Gitter unter einem Winkel unter das Mikroskop gelegt und Licht von den linearen Streifen zwischen den Furchen reflektiert wurde. Auf diese Weise ließ sich eine sehr vollständige Kenntnis von der genauen Natur der geritzten Fläche erlangen. Ein anderes Verfahren zur Untersuchung der Fläche besteht darin, einen Abdruck von ihr in Zelluloid oder in einer Paraffinmasse zu machen und von diesem mit dem Mikrotom Schnitte zu machen. Das optische Verfahren lieferte indessen die besten Ergebnisse.

In der Mehrzahl der Fälle war der Kristall so montiert, daß er eine Ritze schnitt, deren eine Seite mit der ursprünglichen Oberfläche einen Winkel von 20^0 oder weniger bildete. Bei senkrechter Inzidenz liefert uns diese Seite eine Konzentration der Energie unter einem Winkel von 40^0, wobei seitens der anderen Seite der Ritze praktisch keine Energie zurückgeworfen wird, da der Winkel sehr steil ist. Dieser Fall ist in Fig. 3b zu sehen. Die besten Gitter zeigen keine Reflexion in normaler Richtung, d. h. sie liefern kein zentrales Bild. Sie geben jedoch ein sehr gutes reflektiertes Bild des Gesichtes, wenn man sie unter einem Winkel von 20^0 hält; dieses Bild ist nicht farbig, aber infolge von Beugung in einer auf der Ritze senkrecht stehenden Richtung ein wenig verwaschen. Das Bild ist jedoch so scharf, daß man die Pupille des Auges ohne Schwierigkeit sehen kann.

Diese schräge Reflexion an der geteilten Oberfläche ist sehr auffallend, wenn man sie am Originalgitter betrachtet. Eine Photographie der Erscheinung ist in Fig. 2 wiedergegeben. Das

Fig. 2.

Gitter steht senkrecht, und ein paar Zentimeter vor ihm ist ein Streifen teilweise durchscheinenden Papiers befestigt, auf den die Buchstaben *A*, *B*, *C*, *D* mit schwarzer Tinte aufgetragen sind. Die Buchstaben wurden in Spiegelschrift geschrieben und sind durch das Papier hindurch, sowie auch an dem Gitter reflektiert, zu sehen. Wie man sieht, ist der mittlere Teil des Papierstreifens, auf dem die Buchstaben *B* und *C* stehen, in der geteilten Oberfläche reflektiert zu sehen, und zwar in einer Stellung, die beträchtlich gegen jene verschoben ist, welche die Bilder der Enden des Streifens mit den Buchstaben *A* und *D* einnehmen; die letzteren sieht man reflektiert im ungeteilten Stücke. Die Konstante dieses Gitters ist 0,05 mm. Das Gitter war eines der ersten, die hergestellt wurden, und ist nicht sehr vollkommen. Es wurde der geringen Verbreiterung des reflektierten Bildes durch Beugung wegen benutzt, um die Erscheinung zu veranschaulichen.

Bei Anwendung ultraroter Strahlung mit einer Wellenlänge von mehr als 3 μ verhalten sich die Gitter genau wie ein ideales vollkommenes Gitter, d. h. sie geben Spektren ähnlich denen, die man mit einem gewöhnlichen Gitter erhalten würde, das praktisch das gesamte Licht in das Spektrum einer oder zweier Ordnungen auf der einen Seite des zentralen Bildes werfen würde.

In sichtbarem Licht ist ihr Verhalten höchst eigenartig und interessant. Das zentrale Bild fehlt, und man erhält einen hellen Lichtschein, wenn man das Gitter in den richtigen Winkel dreht. Bei einer symmetrischen Furche sieht man diesen Lichtschein zu beiden Seiten, bei senkrechter Inzidenz unter Winkeln von 45^0. Diesen Lichtschein können wir als das schräge Bild bezeichnen.

Wenn die Lichtquelle weiß ist, etwa die Flamme einer Lampe, so ist das Aussehen das der Fig. 3d, die für ein Gitter mit einer Konstanten von 0,5 mm gilt. Die Lage des zentralen

Fig. 3.

Bildes ist durch einen Pfeil bezeichnet. Es ist jedoch sehr schwach oder kaum zu sehen. Rechts und links liegen die schrägen Bilder, nur sehr wenig verbreitert durch Beugung infolge der Breite der reflektierenden Seiten der Furche,

die in diesem Falle mit der Oberfläche gleiche Winkel bilden.

Fig. 3a zeigt das Bild für ein Gitter mit der Konstante 0,0123 mm. Das zentrale Bild ist durch einen Pfeil bezeichnet und wird zu beiden Seiten von den gewöhnlichen Gitterspektren eingerahmt, die wegen der groben Teilung dicht beieinander liegen. Sie sind viel schwächer, als ich sie in der Figur angegeben habe. Ganz auf der einen Seite, unter einem Winkel von ungefähr 40° mit der Normalen, sehen wir ein helles und stark verbreitertes Bild der Flamme, das von seitlichen Spektren begleitet ist. Diese Spektren werden in der im Erscheinen begriffenen Auflage meines Buches „Physical Optics" auf einer farbigen Tafel dargestellt werden. Diese Spektren sind keine Gitterspektren, sondern die Spektren erster Klasse (nach der Bezeichnungsweise von Fraunhofer), die von einem einzelnen Spalt, oder im vorliegenden Falle von einer einzigen reflektierenden Furchenseite, herrühren. Bei Verwendung einer Natriumflamme erhält man das Bild der Fig. 3b. Wir haben in diesem Falle Spektren dreier Ordnungen in dem Gebiet, welches das zentrale Maximum der Spektren der ersten Klasse einnimmt. Ihre Ordnungszahlen sind unten angegeben. Die Bilder einer oder zweier Ordnungen rechts und links von dieser Gruppe fehlen, weil sie in das Gebiet des von einem einzelnen Spalt herrührenden Minimums fallen. Es sind die „fehlenden Spektren" der Gittertheorie. Andere Gruppen von Ordnungen erscheinen in den Gebieten, welche die farbigen Spektren erster Klasse einnehmen; ihre Intensität ist jedoch weit geringer als die jener, die in das Gebiet des zentralen Maximums fallen. Das Vorhandensein dieser Bilder der Natriumflamme lehrt uns, daß die Teilung so vollkommen ist, daß Interferenz noch bei einem Gangunterschiede von ungefähr 30 Wellenlängen stattfindet. Mit anderen Worten: Unser Gitter wirkt wie ein reflektierendes Stufengitter mit einer Stufenhöhe von 15 Wellenlängen. Dies wurde nur an den Gittern beobachtet, die auf der Rowlandschen Maschine geteilt worden waren. Die Gitter, die auf der kleinen Laboratoriumsmaschine mit der Hand geteilt worden waren, zeigten nur ein wirres Durcheinander übereinandergreifender Bilder, die ein fast kontinuierliches Band gelben Lichtes bildeten. Die Gitterkonstante war in dem durch die Fig. 3 a, b, c dargestellten Falle 0,0123 mm. Bei einer größeren Konstante war das zentrale Maximum der Spektren erster Klasse schmäler und heller, und die seitlichen Streifen mit den Regenbogenfarben traten weniger deutlich hervor.

Die Breite des Gebietes, in dem wir diese Maxima und Minima der ersten Klasse finden, wird geringer, wenn wir die Breite der reflektierenden Stufen des Gitters vergrößern. Bei einem Gitter mit so kleiner Konstante wie 0,0123 mm, bedeckt dieses Gebiet der Beugung der Energie seitens jedes einzelnen Elements ein Bereich von vollen zehn Grad, das bis zu zwölf oder mehr Ordnungen von Spektren zweiter Klasse bedeckt. Beim Michelsonschen Stufengitter beträgt die Stufenbreite 0,5 bis 1 mm und der Bereich der Beugung ist so klein, daß es nur die Spektren einer oder zweier Ordnungen umfaßt. Durch das Studium dieser Echelettes können wir von dem Falle des gewöhnlichen Gitters zu dem des Echelons übergehen.

Die Ergebnisse zeigen meines Erachtens, daß wir mit einer einfachen Furche, wie wir sie hier haben, eine Konzentration des Lichts auf ein Gebiet, das enger ist als der Bereich der Beugung seitens eines einzigen reflektierenden Elements, nicht gewährleisten können. Diese Frage soll in einer späteren Arbeit ausführlicher erörtert werden, die von der Energieverteilung auf Spektren verschiedener Ordnung handelt, welche diese Gitter mit sichtbarem Licht und mit sehr langen Wärmewellen hervorrufen. In einem Falle war das zentrale Maximum der Spektren erster Klasse nicht weiß, sondern deutlich blau, während die unmittelbar rechts und links davon liegenden Maxima nur rotes, orange und gelbes Licht enthielten, wie es Fig. 3c zeigt.

Um sie zu erklären, müssen wir uns eine Art reflektierenden Elements denken, das in rotem Lichte im Symmetriezentrum die Beleuchtung null mit starken seitlichen Maximis gibt und in blauem Lichte ein starkes Maximum im Zentrum, das von Minimis umrahmt wird, welche die Stellen der roten Maxima einnehmen, und Maxima an den Stellen der roten Minima. Diese Verteilung läßt sich anscheinend nur mit einem Element zuwege bringen, das aus zwei Teilen besteht, mit anderen Worten, mit einem doppelten reflektierenden Streifen mit einer Verzögerung von einer halben Wellenlänge für rotes Licht, wie beim Plättchengitter. In diesem Falle wird das zentrale Maximum im roten Lichte verschwinden, wie durch Konstruktion der Wellenfronten für das gebeugte Licht leicht ersichtlich wird. Bei Verwendung blauen Lichts wird die Verzögerung sehr nahezu eine ganze Wellenlänge, und wir erhalten das Zentrum des Systems hell. Eine Untersuchung des Gitters mit einem Mikroskop zeigte, daß tatsächlich zwei reflektierende Streifen einander berühren, die zusammen die eine Seite der Furche bildeten, so daß das Gitter sich aus gepaarten reflektierenden Elementen aufbaute, die durch unwirksame Streifen von ungefähr derselben Breite voneinander getrennt waren. Wie der Karborundkristall es nun

aber fertig gebracht hat, eine solche Furche zu ritzen, vermag ich nicht zu sagen. Eine farbige Zeichnung dieser sehr merkwürdigen Spektrenreihe wird man in meinem Buche „Physical Optics“ finden.

Einige der Gitter mit einer Konstanten von 0.0123 mm gaben stark gefärbte Bilder und seitliche Spektren von niedriger Ordnung, in denen eine bestimmte Farbe oder mehrere bestimmte Farben gänzlich fehlten. Beispielsweise kann das Spektrum erster Ordnung auf der einen Seite kein Gelbgrün enthalten, während eine breite dunkle Bande das Spektrum in zwei Teile zerlegt. Ein Spektrum dritter Ordnung kann zwei dunkle Banden haben, die eine im Gelb und die andere im Grünblau. Diese sonderbare Farbenverteilung wurde nur bei einem Gitter beobachtet, und ihre Erklärung verursachte viel Mühe.

Diese Fälle sollen in der folgenden Arbeit ausführlicher besprochen werden. Dort werde ich ausführlich über eine Untersuchung berichten, die ich gemeinsam mit Herrn Professor A. Trowbridge aus Princeton mit seinem Vakuumspektrometer von wunderbarer Vollkommenheit angestellt habe. Diese Untersuchung hat gezeigt, daß diese Gitter im Ultrarot weit höheres Auflösungsvermögen besitzen, als bisher je verfügbar gewesen ist, und zwar vereint mit großer Leistungsfähigkeit. Die Emissionsbande des CO_2 der Flamme eines Bunsenbrenners, die bisher nur als eine einzige Bande beobachtet worden ist, wurde mit Leichtigkeit in drei oder vier bandenförmige Komponenten aufgelöst.

Weitere Versuche werden vermutlich zur Vervollkommnung der Qualität dieser Gitter führen und ein großes Arbeitsfeld im Gebiete des Ultraroten eröffnen. Die Gitter liefern ausgezeichnete Kopien, die auf ebene Glasplatten montiert und mittels Kathodenzerstäubung goldplattiert werden können. Es ist sehr wohl möglich, daß die Kopien bei richtiger Montierung ebenere Oberfläche haben werden als das Originalgitter.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 14. September 1910.)

Ultrarote Untersuchungen mit der Echelette. (Infra-Red Investigations with the Echelette Grating.)

Von Aug. Trowbridge und R. W. Wood.

In einer demnächst erscheinenden Arbeit werden wir über eine vorläufige Untersuchung der Intensitätsverteilung auf die Spektren verschiedener Ordnung berichten, welche die Echelette liefert. In der vorliegenden Mitteilung beabsichtigen wir zu zeigen, daß diese Gitter das höchste Auflösungsvermögen ergeben, das jemals auf das entlegene ultrarote Spektralgebiet angewandt worden ist. Die Gestalt der Intensitätskurve der von Rubens und Nichols entdeckten Reststrahlen von Quarz ist in Fig. 1a dargestellt, die nach einer von

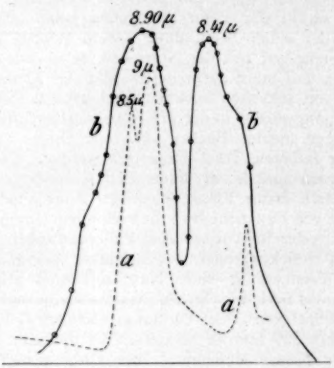


Fig. 1.

Coblentz angegebenen Figur gezeichnet ist. Das Maximum für die größeren Wellenlängen ist beträchtlich höher als das für die kürzeren, und das Minimum dazwischen ist sehr flach. Eine Kurve von praktisch derselben Gestalt hat sich bei allen übrigen Untersuchungen ergeben. In Fig. 1b ist die mit der Echelette erhaltene Kurve wiedergegeben. Die Maxima sind praktisch ebenso hoch und das zwischen ihnen liegende Minimum hat nur etwa $^1/_3$ der Intensität wie die Maxima, mit andern Worten: es ist sehr viel tiefer als bei Beobachtung mit einem Steinsalzprisma. Die Spaltbreite betrug nur ein halbes Millimeter, und die Breite des Bolometerstreifens war dieselbe. Diesen Kurventypus erhalten wir mit sämtlichen Gittern. Das Maximum bei 13 μ, das Coblentz, der mit nur einer einzigen Reflexion arbeitete, verzeichnet hat, ging durch die von uns benutzte dreifache Reflexion verloren. Die Kurve, die wir mit der Strahlung des CO_2 von der Bunsenflamme erhielten, ist in Fig. 2 dargestellt. Es zeigt sich eine deutliche Auflösung der Bande in eine doppelte Bande bei jeder Kurve, die wir erhalten haben. Außer der starken Bande bei 4.3 μ finden sich rechts und links schwächere Maxima. Die abgebildete Kurve wurde mit dem Gitter Nr. 8 erhalten.

Die Wellenlängen der Maxima der Banden für die Quarzreststrahlen und die Strahlung seitens der Flamme sind sehr sorgfältig be-

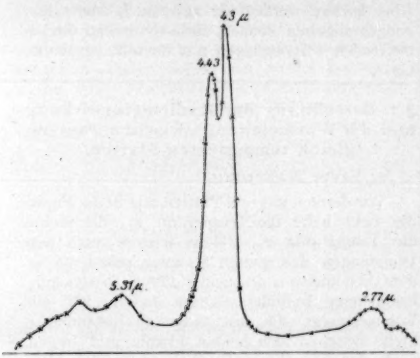


Fig. 2.

stimmt worden. Der Winkel zwischen den Kollimatorspiegeln des Vakuumspektrometers wurde bestimmt und die Formel für feststehenden Kollimator, feststehendes Fernrohr und drehbares Gitter benutzt. Für die Quarzreststrahlen erhielten wir folgende Werte:

8,42 μ	8,90 μ
8,42 „	8,99 „
8,40 „	8,80 „
8,36 „	8,90 „
8,42 „	8,90 „
Mittel: 8,41 μ	Mittel: 8,90 μ

Für die Flammenstrahlungen fanden wir für die drei Maxima die Werte 4,2 μ, 4,4 μ und 4,5 μ. (Diese Werte erhielten wir aus Berechnungen auf Grund der Spektren zweiter wie dritter Ordnung von Gitter Nr. 6. Mit Gitter Nr. 5 waren die Werte der beiden hellsten Maxima 4,32 μ und 4,43 μ.)

Es ist von Interesse, diese Ergebnisse mit früheren Arbeiten über CO_2 zu vergleichen. Julius findet Banden bei 2,8 μ und 4,4 μ. Rubens und Aschkinaß fanden außerdem eine schwache Bande bei 14,1 μ. Wasserdampf hat eine Bande bei 5,4 μ. Das kleine Maximum, das wir bei 2,84 μ finden, ist zweifellos ein Maximum erster Ordnung auf der Konzentrationsseite, das Julius bei 2,8 μ angab. Die beiden großen Maxima bei 4,41 μ und 4,51 μ sind Spektren erster Ordnung der Bande, die Julius bei 4,4 μ fand, und die er nicht aufzulösen vermochte, die aber im vorliegenden Falle deutlich aufgelöst wurde. Die kleine Bande bei 5,37 μ ist vermutlich das Spektrum erster Ordnung der Wasserdampfbande, die Rubens und Aschkinaß fanden, während die andere kleine Bande vielleicht eine Bande erster Ordnung bei 5,77 μ (unbekannten Ursprungs) oder wahrscheinlicher ein Spektrum zweiter Ordnung der Bande bei 2,84 μ ist. Wenn dies der Fall ist, müßte ihre Wellenlänge nach dem Werte zweiter Ordnung 2,89 μ sein.

Wir wollen jetzt die Dispersion der Gitter mit jener von Steinsalz- und Flußspatprismen vergleichen.

Auf der Strecke von 4 μ bis 5 μ in dem Spektrum, das ein Steinsalzprisma entwirft, beträgt die Winkeldifferenz im Minimum der Ablenkung $0^0 15'$. Das bedeutet eine Änderung von 7,5 Bogenminuten bei der Einstellung der Kombination von Prisma und Spiegel nach Wadsworth. Im Gitterspektrum des Gitters Nr. 8 entsprechen 13 Bogenminuten 0,1 μ, oder 1 μ würde etwa 130 Bogenminuten entsprechen. Unsere Dispersion ist also in der Nähe der CO_2-Bande nahezu 17 mal so groß wie die eines Steinsalzprismas von 60^0 in derselben Gegend! Dieses Gebiet ist ungefähr der schlechteste Teil des Steinsalzprismas, weil an diesem Punkte die Dispersionskurve so flach verläuft. Die Dispersion eines Flußspatprismas von 60^0 ist anscheinend 4 mal so groß wie die eines Steinsalzprismas zwischen 4 μ und 5 μ; somit ist unsere Dispersion ungefähr 4 mal so groß wie die des Flußspats in diesem Gebiet. In der Nähe der Quarzbanden haben wir mit dem Gitter Nr. 5 ungefähr 150 Bogenminuten auf 1 μ, während mit einem Steinsalzprima 27 Bogenminuten auf 1 μ kommen. Hier haben wir also die 5,4 fache Dispersion eines normalen Steinsalzprismas von 60^0.

Die in dieser Mitteilung angegebenen Resultate sind nur als ein Nebenprodukt der Untersuchung über die Energieverteilung anzusehen, da wir uns keineswegs bemüht haben, sie zu vervollständigen.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 7. November 1910.)

Die Berechnung der Moleküldimensionen aus Radiometerbeobachtungen.

Von P. Debye.

Vor kurzem wurden von Hrn. M. Knudsen Beobachtungen publiziert über die Druckkräfte (Radiometerwirkungen), welche in verdünnten Gasen zwischen ungleich temperierten, einander gegenüberstehenden Platten auftreten[1]). Es gelang ihm, seine Beobachtungen durch eine theoretisch begründete Formel darzustellen, soweit

1) Ann. d. Phys. **32**, 809, 1910.

nur Gase von verhältnismäßig sehr niedrigem Druck in Betracht gezogen werden. Bei steigendem Druck macht sich bald eine Abweichung bemerkbar zwischen den experimentell gefundenen Werten für die Radiometerkräfte und zwischen den nach der obengenannten Formel berechneten Zahlen, und zwar sind die berechneten Wirkungen stets größer wie die beobachteten. Der Grund für diese Differenz ist ohne weiteres klar, wenn man bedenkt, daß bei der Ableitung der Knudsenschen Formel keine Rücksicht genommen wird auf die Zusammenstöße der Moleküle untereinander, d. h. in dem hier zu betrachtenden speziellen Falle, es wird so getan, als ob alle von der warmen Platte zurückprallenden Moleküle z. B. mit der dort erhaltenen Geschwindigkeit auch an die kalte Platte gelangen, ohne von den in umgekehrter Richtung fliegenden Molekülen in ihrer Bewegung gestört zu werden. Es leuchtet ein, daß sobald diese Annahme keine Berechtigung mehr hat (d. h. bei nicht ganz hohen Verdünnungen) ein Bruchteil der von der warmen Platte kommenden Moleküle mit kleinerer Geschwindigkeit auf die kalte Platte auftreffen wird als oben angenommen wurde. Dementsprechend wird dann auch theoretisch und praktisch zugleich die Radiometerwirkung kleiner als nach der oben genannten Formel zu berechnen sein.

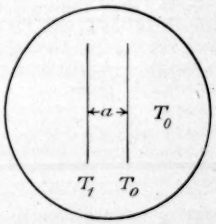
Ein Maß für die Anzahl der in Wirklichkeit zwischen den Platten stattfindenden Zusammenstöße der Moleküle wird gebildet durch das Verhältnis Plattenabstand zur freien Weglänge. Es muß also möglich sein, aus der besprochenen Differenz zwischen Beobachtung einerseits und der Knudsenschen Formel andererseits die freie Weglänge zu berechnen; aus der letzteren ist bekanntlich dann ohne weiteres der Radius der molekularen Wirkungssphäre zu bestimmen.

Im folgenden wollen wir nun eine Rechnung angeben, welche durch Berücksichtigung der Zusammenstöße, den Beobachtungen besser gerecht zu werden sucht wie die Knudsensche Formel und die dann, wie oben auseinandergesetzt wurde, auch einen Wert für den Moleküldurchmesser liefert. Die Rechnung selbst ist indessen nicht streng und ist mehr als Überschlag aufzufassen. Über die richtige Methode hoffe ich an anderer Stelle etwas mitteilen zu können; sie geht aus von der bekannten, in Form einer Integralgleichung erscheinenden Kontinuitätsgleichung, welch letztere u. a. durch sukzesive Näherung die Verteilungsfunktion zu berechnen gestattet. Sobald diese Funktion bekannt ist, kann man dann in konsequenter Weise sowohl die Radiometerkräfte, wie z. B. auch die Wärmeleitung in verdünnten Gasen berechnen. Über letztere werden wir zwar auch hier schon einiges angeben können, indessen gelten die betreffenden Überlegungen nur für sehr verdünnte Gase.

§ 1. Berechnung der Radiometerwirkung und der Wärmeleitung zwischen zwei ungleich temperierten Platten.

a) Erste Näherung.

Wir denken uns zwei Platten, wie in der Figur, die linke habe die Temperatur τ_1, die rechte die Temperatur τ_0, welche letztere auch den Wandungen des ganzen Raumes zukommt, in dem sich das aus den beiden Platten bestehende Radiometer befindet. Dann fassen wir ein Volumelement dS ins Auge an irgendeiner Stelle zwischen den beiden Platten und fragen nach der für dieses Element geltenden Verteilungsfunktion zunächst für sehr große Verdünnungen. Diese Verteilungsfunktion veranschaulichen wir uns in üblicher Weise durch ein Geschwindigkeitsdiagramm, eine räumliche Figur, in der wir von einem Nullpunkt aus für jedes im Element dS gelegene Molekül einen Pfeil gezogen haben, dessen Richtung und Größe, mit der Richtung und Größe der Geschwindigkeit des betreffenden Moleküls übereinstimmen. Die Verteilungsfunktion f mißt dann die Dichte dieser Pfeilspitzen als Funktion der Lage des gerade betrachteten „Geschwindigkeits"elementes $d\Sigma$ in unserem Diagramm.



Bei großer Verdünnung, wenn nur die Zusammenstöße der Moleküle mit den Platten in Betracht kommen, wird, wie ohne weiteres klar, f von der speziellen Lage des Raumelementes dS ganz unabhängig. Weiterhin können wir ebenso behaupten, daß die Werte von f im rechten Teil unsres Diagramms ganz unabhängig sind von den Werten im linken Teil. Erstere werden bedingt durch die Zusammenstöße mit der linken „warmen" Platte von der Temperatur τ_1, letztere durch die Zusammenstöße mit der rechten Platte der Figur. Wir machen nun die Annahme, daß die Moleküle nach ihrem

Zusammenstoß die Platte verlassen in demselben Zustand, als ob sich das ganze Gas mit der betreffenden Platte im Temperaturgleichgewicht befände. Dann haben wir unter Zugrundelegung des Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetzes im rechten Halbraum unsres Diagramms:

$$f = f_1 = A_1 e^{-\frac{m c^2}{2 k \tau_1}} \tag{1}$$

und im linken Halbraum

$$f = f_0 = A_0 e^{-\frac{m c^2}{2 k \tau_0}}. \tag{2}$$

Hierbei bedeutet m die Masse und c den Absolutwert der Geschwindigkeit eines Moleküls; k ist die universelle Konstante, welche den Boltzmannschen Wahrscheinlichkeitsansatz mit der Entropie verbindet und den Wert hat $1{,}35 \cdot 10^{-16}$ erg[1]); A_0 und A_1 sind Konstanten, welche mit den Molekülzahlen N_0 resp. N_1, der pro cm³ nach links resp. nach rechts gehenden Moleküle zusammenhängen mittels der Formeln:

$$\left.\begin{aligned} A_0 &= \frac{2}{\pi\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2 k \tau_0}\right)^{3/2} N_0, \\ A_1 &= \frac{2}{\pi\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2 k \tau_1}\right)^{3/2} N_1; \end{aligned}\right| \tag{3}$$

wie sich leicht durch Integration von f_0 resp. f_1 über den zugehörigen Halbraum des Geschwindigkeitsdiagramms ergibt.

Nennen wir weiterhin noch die pro cm³ vorhandene Molekülzahl des Gases außerhalb der Platten N, so gilt dort die Verteilungsfunktion

$$f = A e^{-\frac{m c^2}{2 k \tau_0}} \tag{4}$$

mit

$$A = \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2 k \tau_0}\right)^{3/2} N. \tag{4'}$$

Daß wir wirklich das Maxwellsche Gesetz im obigen Sinne zugrunde legen können, ist nicht bewiesen und wird auch nicht in Strenge richtig sein. Was bei den vorliegenden Temperaturungleichheiten an seine Stelle zu treten hätte, hängt ganz von dem Bilde ab, das man sich von den Zusammenstößen der Gasmoleküle mit den Wandungen zu machen hat. Von diesem Standpunkte aus hat man zu erwarten, daß die zu berechnenden Erscheinungen auch abhängen werden von dem Material der Platten, ein Punkt, dessen experimentelle Untersuchung vielleicht wertvolle Aufschlüsse über die molekulare Konstitution der Metalle liefern könnte.

Unter Benutzung der obigen Ansätze ergibt sich nun der von links nach rechts auf die rechte Platte pro cm² ausgeübte Druck p, in üblicher Weise als Summe der von den Molekülen mitgeführten Gesamtimpulse senkrecht zur Platte gerechnet, welche pro sec auf dieselbe auftreffen und von ihr weggehen. Die erstere Summe hat unter Berücksichtigung von (1) den Wert[1]):

$$2\pi m A_1 \int_0^\infty e^{-\frac{m c^2}{2 k \tau_1}} c^4 \, dc \int_0^{\pi/2} \cos^2\vartheta \sin\vartheta \, d\vartheta$$

$$= \frac{\pi\sqrt{\pi}}{4}\left(\frac{2 k \tau_1}{m}\right)^{5/2} m A_1, \tag{5}$$

die zweite ergibt sich ebenso zu

$$\frac{\pi\sqrt{\pi}}{4}\left(\frac{2 k \tau_0}{m}\right)^{5/2} m A_0, \tag{5'}$$

so daß wir erhalten:

$$p_1 = \frac{\pi\sqrt{\pi}}{4} m \left(\frac{2 k}{m}\right)^{5/2} \{A_0 \tau_0^{5/2} + A_1 \tau_1^{5/2}\}. \tag{6}$$

In gleicher Weise ergibt sich der Druck pro cm² auf der Rückseite der Platte zu:

$$p = \frac{\pi\sqrt{\pi}}{2} m \left(\frac{2 k}{m}\right)^{5/2} A \tau_0^{5/2} \tag{7}$$

und damit das Verhältnis der Radiometerwirkung R (als Differenz von p_1 und p) zum Druck des Gases p aus der Formel:

$$\frac{R}{p} = \frac{p_1 - p}{p} = \frac{A_1 \tau_1^{5/2} + A_0 \tau_0^{5/2} - 2 A \tau_0^{5/2}}{2 A \tau_0^{5/2}}. \tag{8}$$

Es erübrigt noch die Größen A_1 und A_0 in A auszudrücken. Von den zwei Ansätzen, welche zu den betreffenden Formeln führen, besagt der erste, daß pro Zeiteinheit z. B. auf die rechte Platte gleichviel Moleküle auftreffen als zurückgeschleudert werden; in Formel

$$2\pi A_1 \int_0^\infty e^{-\frac{m c^2}{2 k \tau_1}} c^3 \, dc \int_0^{\pi/2} \cos\vartheta \sin\vartheta \, d\vartheta =$$

$$= 2\pi A_0 \int_0^\infty e^{-\frac{m c^2}{2 k \tau_0}} c^3 \, dc \int_0^{\pi/2} \cos\vartheta \sin\vartheta \, d\vartheta \tag{9}$$

oder ausgerechnet und gekürzt:

$$A_1 \tau_1^2 = A_0 \tau_0^2. \tag{10}$$

Zu der zweiten Gleichung gelangt man, wenn man sich z. B. in der rechten Platte ein Loch vom Querschnitt 1 cm² gemacht denkt und dann beachtet, daß pro Zeiteinheit gleichviel Moleküle den Zwischenraum zwischen den Platten verlassen, als aus dem Außenraum wieder er-

1) Vgl. M. Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. Leipzig 1906, S. 162.

1) Der Winkel ϑ unter dem Integral mißt die Neigung der gerade betrachteten Geschwindigkeit gegen die Normale der Platte.

setzt werden[1]). Sie wird ebenso erhalten wie oben und lautet:

$$A_1 \tau_1^2 = A \tau_0^2. \qquad (11)$$

Aus (10) und (11) folgt:

$$A_0 = A, \quad A_1 = A\left(\frac{\tau_0}{\tau_1}\right)^2 \qquad (12)$$

und damit nach (8) für R:

$$\frac{R}{p} = \frac{1}{2}\left\{\left(\frac{\tau_1}{\tau_0}\right)^{1/2} - 1\right\}. \qquad (13)$$

Dieselbe Formel wurde auch von M. Knudsen ohne Benutzung des Maxwellschen Gesetzes gefunden; dennoch hielt ich die obige Ableitung dieses Resultates nicht für überflüssig, weil sie zeigt, in welchem Maße der asymptotische Wert der Radiometerwirkung für sehr verdünnte Gase unabhängig ist von dem speziellen Ansatz für die Verteilungsfunktion.

In ähnlicher Weise wie die Radiometerwirkung, können wir auch die Wärmemenge Q berechnen, welche pro sec von der warmen Platte zur kalten fließt (pro cm² gerechnet). Sie ergibt sich als Übersetzung der kinetischen Energie der Moleküle, welche pro sec die kalte Platte erreicht über die in dieser Zeit die Platte in derselben Form verlassende Energie. Die Ausrechnung ergibt, wie leicht ersichtlich,

$$Q = 2\pi A_1 \frac{m}{2}\int_0^\infty e^{-\frac{mc^2}{2k\tau_1}} c^5 dc \int_0^{\pi/2} \cos\vartheta \sin\vartheta \, d\vartheta - 2\pi A_0 \frac{m}{2}\int_0^\infty e^{-\frac{mc^2}{2k\tau_0}} c^5 dc \int_0^{\pi/2} \cos\vartheta \sin\vartheta \, d\vartheta \qquad (14)$$

oder

$$Q = \frac{\pi m}{2}\left(\frac{2k}{m}\right)^3 (A_1\tau_1^3 - A_0\tau_0^3). \qquad (14')$$

Unter Berücksichtigung von (12) und Einführung der Molekülzahl N nach 4') kann man hierfür auch schreiben:

$$Q = \frac{Nm}{2\sqrt{\pi}}\left(\frac{2k\tau_0}{m}\right)^{3/2} \frac{\tau_1 - \tau_0}{\tau_0}, \qquad (15)$$

so daß also die Wärmeleitfähigkeit eines sehr verdünnten Gases der Dichte und der Wurzel aus der absoluten Temperatur proportional ist, letzteres ebenso wie bei einem dichten Gase, ersteres im Gegensatz dazu, da bekanntlich (wie übrigens auch die folgende Formel (16') zeigt) bei einem dichten Gase die Wärmeleitfähigkeit von der Dichte unabhängig ist.

Das Temperaturgefälle ist in unserem Falle $\frac{\tau_1 - \tau_0}{a}$, wenn a (vgl. Fig. 1) den Abstand der Platten bedeutet, so daß die Wärmeleitfähigkeit x zu berechnen ist aus der Formel

$$x = \frac{Nm}{2\sqrt{\pi}}\left(\frac{2k\tau_0}{m}\right)\frac{a}{\tau_0}. \qquad (16)$$

Andererseits ist bekanntlich bei einem dichten Gase die Wärmeleitfähigkeit

$$x_0 = 1{,}05\, Nm \frac{k}{m}\left(\frac{3k\tau_0}{m}\right)^{1/2} l, \qquad (16')$$

wenn l die freie Weglänge bedeutet. Bildet man das Verhältnis $\frac{x}{x_0}$:

$$\frac{x}{x_0} = \frac{\sqrt{\frac{2}{\pi}}\, a}{1{,}05 \cdot 3 l} = \frac{0{,}43\, a}{l}, \qquad (17)$$

so sieht man, daß in unserem verdünnten Gase das 0,43fache des Plattenabstandes dieselbe Rolle spielt wie die freie Weglänge in einem dichten Gase.

b) Zweite Näherung.

Wir überlegen jetzt, in welcher Weise die Formel (13) für die Radiometerwirkung abgeändert werden mag, wenn die Gasdichte zunimmt.

Bekanntlich kann man die freie Weglänge l einer durch ihre Geschwindigkeit charakterisierten Molekülsorte definieren als diejenige Wegstrecke, nach deren Zurücklegung der $e$te Teil der ursprünglich ins Auge gefaßten Moleküle noch keinen Zusammenstoß erlitten hat. Sie variiert streng genommen zwischen dem Werte 0 für Moleküle mit der Geschwindigkeit 0 und einem Höchstwert für Moleküle mit der Geschwindigkeit ∞. Wir rechnen im folgenden mit einem Mittelwert, dem Maxwellschen, welcher mit dem Moleküldurchmesser σ und der Anzahl Moleküle pro cm³ N verbunden ist durch die Formel[1]):

$$l = \frac{1}{\pi\sqrt{2}\, N\sigma^2}. \qquad (18)$$

Von der durch die linke Seite von (9) dargestellten Anzahl Moleküle

$$2\pi A_1 \int_0^\infty e^{-\frac{mc^2}{2k\tau_1}} c^3 dc \int_0^{\pi/2} \cos\vartheta \sin\vartheta \, d\vartheta = \pi\left(\frac{2k\tau_1}{m}\right)^2 A_1, \qquad (19)$$

welche pro sec von 1 cm² der linken Platte der Figur ausgehen, erreicht nur der Bruchteil

$$\pi\left(\frac{2k\tau_1}{m}\right)^2 A_1 e^{-\frac{a}{l}} \qquad (20)$$

1) Man kann statt dessen auch den Durchgang der Moleküle durch das Randgebiet der Platten betrachten, das Resultat ist dassselbe wie im Texte angegeben.

1) Vgl. z. B. J. H. Jeans, The dynamical Theory of Gases. Cambridge 1904, S. 234.

die rechte kalte Platte, ohne vorherigen Zusammenstoß. Von den übrigen, deren Zahl gleich

$$\pi\left(\frac{2k\tau_1}{m}\right)^2 A_1\left(1-e^{-\frac{a}{l}}\right) \qquad (20')$$

ist, nehmen wir an, daß sie selbst oder die angestoßenen Moleküle eben durch den Zusammenstoß die Temperatur der von der kalten Platte kommenden Moleküle angenommen haben. Mit Rücksicht auf (5) und (5′) erhalten wir dann für den Druck p, von links nach rechts auf die rechte Platte ausgeübt den Wert

$$p_1=\frac{\pi\sqrt{\pi}}{4}\left(\frac{2k}{m}\right)^{3/2}\left\{A_0\tau_0^{3/2}+A_1\left(1-e^{-\frac{a}{l}}\right)\tau_0^{3/2}+A_1 e^{-\frac{a}{l}}\tau_1^{3/2}\right\} \qquad (21)$$

und schließlich unter Benutzung von (7) für das Verhältnis der Radiometerwirkung R zum Gasdruck p

$$\frac{R}{p}=\frac{A_0\tau_0^{3/2}+A_1\left(1-e^{-\frac{a}{l}}\right)\tau_0^{3/2}+A_1 e^{-\frac{a}{l}}\tau_1^{3/2}-2A\tau_0^{3/2}}{2A\tau_0^{3/2}}. \qquad (22)$$

Benutzen wir weiterhin noch die Zusammenhänge (12) zwischen A_0 und A_1 einerseits und A andererseits, so kommt:

$$\frac{R}{p}=\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{1+\left(\frac{\tau_0}{\tau_1}\right)^2\left(e^{\frac{a}{l}}-1\right)}\left\{\left(\frac{\tau_1}{\tau_0}\right)^{3/2}-1\right\}. \qquad (22')$$

Schließlich ist die freie Weglänge l nach (18) verknüpft mit der Molekülzahl N pro cm³, andererseits ist bei einem homogen temperierten Gase der Temperatur τ der Druck p nach (7) und (4′) dargestellt durch die Formel

$$p=Nk\tau; \qquad (23)$$

wir können also für l schreiben:

$$l=\frac{1}{\pi\sqrt{2}}\frac{1}{N\sigma^2}=\frac{1}{\pi\sqrt{2}}\frac{k\tau}{p\sigma^2}=\frac{C}{p}, \qquad (24)$$

wenn wir noch die für die Molekülgröße charakteristische Konstante $\frac{1}{\pi\sqrt{2}}\frac{k\tau}{\sigma^2}$ abkürzend mit C bezeichnen. Setzen wir nun noch näherungsweise für unsren Fall $\tau=\frac{\tau_0+\tau_1}{2}$, d. h. gleich der mittleren Temperatur zwischen den Platten, so daß

$$C=\frac{1}{2\pi\sqrt{2}}\frac{k(\tau_0+\tau_1)}{\sigma^2} \qquad (25)$$

und führen dann den Wert von l aus (24) in (22′) ein, so folgt:

$$\frac{R}{p}=\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{1+\left(\frac{\tau_0}{\tau_1}\right)^2\left(e^{\frac{a}{C}p}-1\right)}\left\{\left(\frac{\tau_1}{\tau_0}\right)^{3/2}-1\right\}. \qquad (26)$$

Für kleine Werte von p ist

$$e^{\frac{a}{C}p}-1=0,$$

so daß wir auf die frühere Formel (13) zurückfallen, nach welcher die Radiometerwirkung R proportional mit dem Gasdruck p zunimmt und also für kleine Drucke verschwindet. Für große Drucke hingegen wird $e^{\frac{a}{C}p}-1$ exponentiell unendlich, so daß wir auch dann auf ein Verschwinden der Radiometerwirkung schließen müssen. Für einen gewissen Druck erreicht letztere also ein Maximum. Wenn nun auch dieses theoretische Verhalten mit der Beobachtung übereinstimmt, so werden wir doch mit Rücksicht auf die wenig präzisen Überlegungen, welche zu (26) führten, keine quantitative Übereinstimmung erwarten dürfen. Wir können hingegen von vornherein schließen, daß ebenso wie die ursprüngliche Knudsensche Formel (13) stets einen zu großen Wert für die Radiometerwirkung liefert, (26) einen zu kleinen Wert ergeben wird; haben wir doch so getan, als ob die Moleküle nach einem Zusammenstoß die Temperatur der kältesten Stelle unsres Raumes angenommen haben. Wie dem auch sei, wir werden mit gutem Grund erwarten können, daß, wenn wir die Konstante C aus den Beobachtungen bestimmt haben, wir nach (25) daraus einen Moleküldurchmesser bestimmen können, der wenigstens der Größenordnung nach richtig sein wird.

§ 2. Vergleich mit der Erfahrung. Berechnung des Moleküldurchmessers.

Nennen wir im folgenden den aus der Radiometerwirkung R nach der Knudsenschen Formel zu berechnenden Druck p, so gilt dafür nach (13)

$$\frac{2R}{p}=\left(\frac{\tau_1}{\tau_0}\right)^{3/2}-1.$$

Nennen wir andererseits den nach der verbesserten Formel (26) zu berechnenden Druck p', so gilt dafür

$$\frac{2R}{p'}=\frac{1}{1+\left(\frac{\tau_0}{\tau_1}\right)^2\left(e^{\frac{a}{C}p'}-1\right)}\left\{\left(\frac{\tau_1}{\tau_0}\right)^{3/2}-1\right\},$$

so daß wir erhalten

$$\frac{p'}{p} = 1 - \left(\frac{T_0}{T_1}\right)^2 + \left(\frac{T_0}{T_1}\right)^2 e^{\frac{a}{c}p}. \qquad (27)$$

Die Bezeichnungen p und p' sind dann in Übereinstimmung mit den von Knudsen benutzten, soweit wir eben die aus der korrigierten Formel berechnete Größe p' mit dem wirklichen Drucke identifizieren dürfen. Die Richtigkeit dieser Formel prüfen wir, indem wir die Konstante $\frac{a}{c}$ aus (27) ausrechnen in der Form:

$$\frac{a}{c} = \frac{1}{p'} \log \left\{ 1 + \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^2 \left(\frac{p'}{p} - 1\right) \right\} \qquad (28)$$

und dann unter Einsetzung der beobachteten Werte p, p', T_0, T_1 nachsehen, ob das Resultat der Rechnung wirklich konstant bleibt bei variablem Druck.

Dieses ist in den beiden folgenden Tabellen geschehen, welche sich beziehen auf die ausgedehnteren Beobachtungen an einem Wasserstoff-Quecksilber, bezw. Sauerstoff-Quecksilbergemisch, wie diese bei Knudsen, a. a. O., S. 831 und 832, reproduziert sind.

Tabelle 1.

Wasserstoff. Temperatur = 24° C.

p'	$\frac{p'}{p} - 1$	T_1/T_0	a/C	$(a/C)_{\text{red.}}$
2,60	0,012	1,15	0,006	0,005
2,89	0,007	1,15	0,003	0,003
3,05	0,015	1,15	0,014	0,011
4,87	0,065	1,15	0,016	0,013
6,51	0,094	1,14	0,018	0,013
8,35	0,109	1,14	0,016	0,011
11,03	0,126	1,12	0,013	0,0088
15,5	0,175	1,11	0,012	0,0078
23,1	0,209	1,14	0,010	0,0050
23,5	0,224	1,05	0,0094	0,0069
36,7	0,265	1,03	0,0067	0,0049

Tabelle 2.

Sauerstoff. Temperatur = 24° C.

p'	$\frac{p'}{p} - 1$	T_1/T_0	a/C	$(a/C)_{\text{red.}}$
2,77	0,00	1,15	—	—
3,56	0,063	1,14	0,022	0,019
4,79	0,086	1,16	0,023	0,018
6,47	0,17	1,14	0,031	0,023
7,85	0,22	1,13	0,031	0,023
10,5	0,30	1,13	0,030	0,021
14,0	0,39	1,13	0,028	0,019
21,1	0,51	1,11	0,023	0,014
28,2	0,58	1,09	0,019	0,011
43,9	0,74	1,07	0,014	0,0072

Die erste, zweite und dritte Kolonne dieser Tabellen wurden aus direkt beobachten Werten berechnet, wobei für T_0 durchweg der Wert $273 + 24$ angenommen wurde, gestützt auf eine Bemerkung bei Knudsen, loc. cit., S. 830. Die Werte der vierten Kolonne wurden nach (28) berechnet und beziehen sich auf verschiedene Werte des Plattenabstandes a, da die Beobachtungen verschiedenen Werten des Ausschlags des Radiometers entsprechen. Die Werte der fünften Kolonne schließlich unterscheiden sich von denen der vierten dadurch, daß sie sich alle auf den gleichen Abstand $a = 0{,}012$ cm beziehen. Der Reduktion liegt die von Knudsen, S. 830, gemachte Angabe zugrunde, daß ein Ausschlag auf der Skala von 1 cm einer mittleren Abstandsänderung der Platten von 0,005 cm entspricht.

Wie man sieht, bleiben die Werte von $(a/C)_{\text{red.}}$ zunächst ziemlich konstant, um dann mit zunehmendem Druck stetig abzunehmen. Diese Abnahme entspricht unserer Erwartung, da sie bedeutet, daß die korrigierte Formel den Wert für die Radiometerwirkung zu klein finden läßt. Was die zwei ersten sehr kleinen Werte der Tabelle 1 betrifft, so scheint diesen keine große Bedeutung zuzukommen. Sie wurden erhalten aus der Differenz von Werten für p' und p, welche nur um wenig mehr wie die Größe der Beobachtungsfehler voneinander abweichen. Aus demselben Grunde mußte auch die erste Zeile der Tabelle 2 unausgefüllt bleiben.

Als Mittelwert der fünf Zeilen von der dritten bis zur siebenten ergibt sich für Wasserstoff

$$(a/C)_{\text{red.}} = 0{,}011$$

und für Sauerstoff aus den ersten sieben Zeilen:

$$(a/C)_{\text{red.}} = 0{,}020.$$

Der Moleküldurchmesser σ ist nach (25) mit dieser Konstanten verknüpft durch die Formel:

$$\sigma^2 = \frac{1}{2\pi\sqrt{2}} \frac{k(T_0 + T_1)}{a} \left(\frac{a}{C}\right)_{\text{red.}},$$

woraus sich mit $a = 0{,}012$ cm, $k = 1{,}35 \cdot 10^{-16}$ erg, $\frac{T_0 + T_1}{2} = 300$ für σ die Werte ergeben[1]):

$$\left.\begin{aligned} \sigma &= 2{,}9 \cdot 10^{-8} \text{ cm für Wasserstoff,} \\ \sigma &= 3{,}9 \cdot 10^{-8} \text{ cm für Sauerstoff.} \end{aligned}\right\} \qquad (29)$$

Der Vergleich dieser Werte mit den sonst bekannten spricht zugunsten der oben auseinandergesetzten Ansichten. Als Mittelwert für σ berechnet aus der Konstanten b des van der Waalsschen Gesetzes, aus der Wärmeleitfähigkeit, der Viskosität und der Diffusion findet man nämlich

$$\left.\begin{aligned} \sigma &= 2{,}02 \cdot 10^{-8} \text{ cm für Wasserstoff,} \\ \sigma &= 2{,}70 \cdot 10^{-8} \text{ cm für Sauerstoff,} \end{aligned}\right\} \qquad (30)$$

1) Auch aus den bei Knudsen S. 826 und 827 angegebenen Zahlen, bei denen indessen genauere Temperaturangaben fehlen, kann man, unter plausibeln Annahmen über letztere, Werte von σ ableiten, welche von derselben Größenordnung sind, wie die hier angegebenen.

also Werte von ganz derselben Größenordnung wie oben. Insbesondere ergeben auch die Radiometerbeobachtungen das Resultat, daß das Sauerstoffmolekül größer ist wie das Wasserstoffmolekül, und was das Verhältnis der Durchmesser betrifft, sogar in numerischer Übereinstimmung mit den zuletzt zitierten Zahlen, da

$$\frac{3{,}9}{2{,}9} = 1{,}3 \quad \text{und ebenso} \quad \frac{2{,}70}{2{,}02} = 1{,}35\,.$$

Ich neige schließlich zur Ansicht, daß die genauere Theorie, von der in der Einleitung die Rede war, auch noch die letzte Differenz von 45 Proz. des ganzen Wertes, welche jetzt noch zwischen den neuen und den bekannten Zahlen für σ besteht, verschwinden machen wird[1]).

1) Es ist übrigens auch noch darauf zu achten, daß Knudsen stets ein Gemisch der Gase mit gesättigtem Quecksilberdampf untersucht hat, ein Umstand, der auf eine scheinbare Vergrößerung des Moleküldurchmessers hinwirkt, sowohl bei H_2 als bei O_2.

München, Institut für theoretische Physik.

(Eingegangen 3. Oktober 1910.)

Die Strahlung der Quecksilberserien.

Von Leonhard Grebe.

Während das Studium der Strahlung fester und flüssiger Körper durch die Untersuchungen über den absolut schwarzen Körper zu einem gewissen Abschlusse gekommen ist, ist unsere Kenntnis der Strahlung der Gase noch sehr gering.

Man hat je nach der Art der Erregung einer Strahlung von Temperaturstrahlung und Lumineszenzstrahlung gesprochen und geglaubt, daß beide vielleicht ganz verschiedenen Gesetzen folgen. Man hat insbesondere die Frage aufgeworfen, ob für die Lumineszenzstrahlung das Kirchhoffsche Gesetz gilt und diese Frage, die für die theoretische Anwendbarkeit der Strahlungsgesetze von großer Bedeutung ist, ist noch heute nicht entschieden. In bezug auf die über den Gegenstand vorhandene Literatur verweise ich auf eine Arbeit von Konen und Jungjohann „Studien zur Emission der Gase. I. Über Intensitäts- und Energiemessungen in Spektren“[1]).

Der Grund, weswegen wir über die Gasemission noch so wenig wissen, liegt einerseits in der Unbeständigkeit und ungenügenden Definition der Strahlungsquellen, anderseits in der nur verhältnismäßig kleinen Zahl von Spektren, die zum Studium der Emission geeignet sind. Wie sich nämlich herausgestellt hat und wie auch theoretisch ohne weiteres einleuchtet, lassen sich direkt nur die Linien miteinander vergleichen, die von demselben Emissionszentrum herrühren und das sind Linien derselben Serie. Nimmt man auch andere Linien hinzu, so sind, da ihre Emissionszentren ganz verschiedene Erregungsbedingungen haben können, die Verhältnisse ganz unübersehbar. Spektren, die erstens genügend zu einer Serie gehörige Linien enthalten, anderseits aber auch nicht andere Linien in störender Nähe von diesen Serienlinien besitzen, sind selten.

Wie schon Küch und Retschinsky[1]) und Pflüger[2]) gezeigt haben, ist nun das Spektrum der Quarzquecksilberlampe für die in Rede stehenden Untersuchungen sehr geeignet. Es sind Serienlinien besonders im Ultraviolett in genügender Zahl vorhanden und diese liegen weit genug auseinander und von anderen Linien entfernt, um ihre Intensität etwa mit einer Thermosäule zu messen.

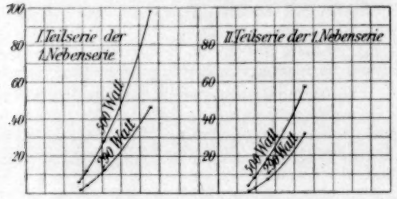
Pflüger[3]) hat nun schon gezeigt, daß die einzelnen Teile der Tripletts der ersten Nebenserie, die eigentlich aus drei Serien besteht, die sich verschieden verhalten, eine Energieverteilung zeigen, die der eines schwarzen Strahlers qualitativ ähnlich ist. Es zeigte sich nämlich, daß die Energien der zu einer dieser Serien gehörigen Linien auf einer regelmäßigen von kürzeren zu längeren Wellen ansteigenden gegen die Achse der Wellenlängen konvexen Kurve lagen und daß die Energie der kürzeren Wellen mit steigender Belastung der Lampe stärker zunahm als die der längeren. Für die anderen Serien — in Betracht kommt noch die zweite Nebenserie — konnte Pflüger keine Messungen ausführen, weil ihre Linien für die Messungen mit der Thermosäule zu schwach waren, bzw. weil die Störungen, die von außen auf das Galvanometer wirkten, die kleinen Ausschläge verdeckten. Inzwischen sind diese Störungen durch stärkere Panzerung des Galvanometers vollkommen beseitigt und es war daher möglich, auch an diesen schwächeren Linien Messungen auszuführen.

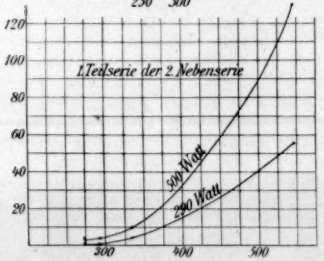
Um das Resultat gleich vorweg zu nehmen, sei bemerkt, daß auch für die gemessenen Linien der zweiten Nebenserie die Ergebnisse Pflügers durchaus bestätigt wurden. Auch hier zeigte sich die regelmäßige Kurve der Energie und die schnellere Zunahme der kürzeren Wellen bei stärkerer Belastung. Freilich

1) Konen u. Jungjohann, Verh. d. D. Phys. Ges. 1910, 128—144.

1) Küch u. Retschinsky, Ann. d. Phys. **20**, 563, 1906; **22**, 595 und 852, 1907.
2) A. Pflüger, Ann. d. Phys. **26**, 789, 1908.
3) Pflüger, a. a. O.

ist ein Zusammenhang der Kurven für die verschiedenen Serien nicht zu erkennen; aber nach dem, was oben über die Möglichkeit verschiedener Erregungszustände für verschiedene Emissionszentren gesagt wurde, ist ein solcher Zusammenhang auch nicht zu erwarten. Die Versuchsanordnung war dieselbe wie bei Pflüger; es wurde mit Steinsalzoptik gearbeitet. Eine Beschreibung ist daher hier überflüssig.





Die Resultate der Messungen sind in den folgenden Tabellen zusammengestellt:

I. Teilserie der ersten Nebenserie.

Wellenlänge	Ausschlag des Galvanometers, Belastung 500 Watt	Ausschlag des Galvanometers, Belastung 290 Watt
366 $\mu\mu$	98 Sk.-T.	46 Sk.-T.
302 „	28 „	12,5 „
280 „	11,5 „	4,1 „
269 „	5,9 „	2,0 „

II. Teilserie der ersten Nebenserie.

313 $\mu\mu$	57 Sk.-T.	32 Sk.-T.
265 „	18,5 „	7 „
248 „	8 „	2,8 „
239 „	3,5 „	1,0 „

III. Teilserie der ersten Nebenserie.

297 $\mu\mu$	18 Sk.-T.	7 Sk.-T.
230 „	2,2 „	0,5 „

I. Teilserie der zweiten Nebenserie.

546 $\mu\mu$	131 Sk.-T.	56 Sk.-T.
334 „	10 „	4 „
292 „	4,7 „	1,5 „
276 „	4,2 „	1,4 „ (benachbarte Linien)

Die Resultate sind in den beigegebenen Figuren graphisch aufgetragen. Man erkennt deutlich die beiden Gesetzmäßigkeiten.

Wesentlich besser benutzbare Resultate werden sich bei Berücksichtigung der Absorption ergeben, wenn man das Verhältnis $\frac{E}{A}$ bildet. Solche Absorptionsmessungen werden augenblicklich vom Verfasser angestellt.

Der Firma Heräus, die die benutzte Quecksilberlampe liebenswürdigerweise zur Verfügung gestellt hat, und Herrn Professor Pflüger, der mir seine Apparate freundlichst überließ und mir seinen wertvollen Rat lieh, sei auch an dieser Stelle herzlich gedankt.

Bonn, Oktober 1910.

(Eingegangen 21. Oktober 1910.)

Über die Frequenz der Fernsprechströme [1]).

(Mitteilung aus dem Kaiserl. Telegraphen-Versuchsamt.)

Von Karl Willy Wagner.

Die Frage nach der Frequenz der Fernsprechströme ist praktisch und theoretisch von der größten Bedeutung. Wenn sich ein bestimmter Bereich von Frequenzen angeben läßt, mit denen man praktisch beim Telephonieren zu rechnen hat, so wird diese Kenntnis schon in vielen Fällen zur Beurteilung der Zweckmäßigkeit vorliegender oder geplanter Schaltungen und Apparate ausreichen. Vor allem wird aber die Ausdehnung des praktisch wichtigen Frequenzbereichs eine entscheidende Rolle spielen. Die vorliegende Frage hängt offensichtlich aufs engste mit der grundlegenden Frage zusammen, welches denn eigentlich das Kennzeichen eines bestimmten vom Ohre wahrgenommenen Klanges sei, den das Ohr als solchen wohl zu erkennen und von andern Klängen gleicher Höhe und Stärke zu unterscheiden weiß. Die landläufige Ansicht darüber, die auf den Altmeister der Akustik Helmholtz [2]) zurückgeht, ist die, daß die Klangfarbe durch die Stärke der dem Grundton beigemischten harmonischen Obertöne bestimmt sei, während die Lage dieser Obertöne bezüglich

1) Aus den Veröffentlichungen der II. Internationalen Zusammenkunft von Technikern der Ststelegraphen- und Fernsprechverwaltungen in Paris 1910. aBd. II. „Standarisation des lignes télé„honiques".

2) S. z. B. Wied. Ann. 5, 448, 1878.

der Phase keine Rolle spielen soll. Doch hat schon Helmholtz gefunden, daß diese Theorie auf die Vokalklänge keine Anwendung findet, daß vielmehr diese im wesentlichen bestimmt sind durch das Vorhandensein eines oder einiger Töne von ganz bestimmter Höhe, die sich dem Grundton überlagern[1]). Offen gelassen ist die Frage, ob nicht die Frequenz dieser sogenannten „Formanten" des Klangs in geringem Maße veränderlich ist, so daß sie zu Obertönen oder Untertönen des willkürlich zu wählenden Grundtons werden können, und so Dissonanzen vermieden sind[2]). Durch die Untersuchungen von Meißner[3]) und Hermann-Goldap[4]) ist nachgewiesen, daß auch die Instrumentalklänge im wesentlichen in derselben Weise zustande kommen.

Wie steht es nun mit der menschlichen Sprache? Der ungeheure Reichtum an verschiedenartigen Klängen, aus denen sie sich zusammensetzt, hat sie nicht als geeigneten Gegenstand für wissenschaftliche Forschungen erscheinen lassen. Diese sind denn auch bisher recht spärlich geblieben. Und doch hätten solche Forschungen im Hinblick auf die große und noch immer wachsende Bedeutung der Telephonie das größte Interesse. So erklärt es sich denn, daß die Frage nach der Frequenz der Fernsprechströme bisher fast nur von den Telephontechnikern in Angriff genommen worden ist. Es ist klar, daß solche dem unmittelbaren praktischen Bedürfnis entsprungene Untersuchungen sich zunächst auf die Beantwortung bestimmter, rein praktischer Fragen beschränken mußten; sie haben aber die Grundlage für eine Untersuchungsmethode geliefert, deren Ergebnisse, wie ich glaube, zu tiefgehenden Schlüssen bezüglich der wesentlichen Bestandteile der Sprachlaute führen. Die herrschenden Ansichten über die Zusammensetzung der Sprachlaute sind ziemlich verschieden. Die Mehrzahl neigt der Ansicht zu, daß der Klang durch das Stärkeverhältnis der Obertöne zueinander und zum Grundton bedingt sei. Pupin führt zum Beispiel als Hauptvorteil seiner bekannten Erfindung an, daß die Dämpfung auf der Leitung mit erhöhter Selbstinduktivität von der Frequenz unabhängig sei, was übrigens bei der Spulenleitung nur in einem gewissen Frequenzbereich zutrifft. Manche englische und amerikanische Fachgenossen gehen sogar so weit, daß sie eine Vermehrung der Dämpfung durch die Ableitung für wünschenswert halten, weil sich dadurch die Leitung in ihrem Verhalten der Heavisideschen „verzerrungsfreien" Leitung nähert. Diese Meinung wird allerdings von vielen Fachgenossen schon deshalb nicht geteilt, weil die Fernsprechströme bereits durch die Wirkung der Apparate eine gewisse Verzerrung erfahren, die nicht zu vermeiden ist und auch gar nicht schädlich wirkt.

Die erste umfangreichere Untersuchung über die Frequenz der Fernsprechströme ist, soweit mir bekannt, im Jahre 1906 im Kaiserlichen Telegraphen-Versuchsamt zu Berlin[1]) ausgeführt worden. Es wurden Sprechversuche über künstliche Leitungen angestellt, von denen die eine eine von der Frequenz unabhängige, die andre eine mit der Frequenz wachsende Dämpfung hatte. Die eine wurde so lange verändert, bis die Sprache durch beide gleich laut übertragen wurde. Es wurde nun diejenige Frequenz als mittlere Frequenz der Sprechströme angesehen, bei der beide Leitungen die gleiche Dämpfung hatten. Sie erwies sich in weiten Grenzen als unabhängig von der Wahl der Leitung, wechselt etwas mit dem Sprechenden und liegt für eine Frauenstimme im Durchschnitt der Versuche nur wenig höher als für Männerstimmen. Aus den Versuchen zeigte sich, daß man mit etwa $\omega = 5000$ als mittlerer Frequenz (bezogen auf 2π Sekunden, wie überall in diesem Aufsatz) zu rechnen hat, und daß daneben noch die Frequenzen von 4000 bis 7000 als wichtig in Betracht kommen.

Auf ganz andern Wegen sind Cohen und Shepherd[2]) und auch Devaux-Charbonnel[3]) zu dem nämlichen Ergebnis gelangt. Cohen und Shepherd benutzten die zuerst von G. A. Campbell[4]) gefundene Eigenschaft von Spulenleitungen, alle Frequenzen abzudrosseln, die über der Eigenfrequenz eines Elements solcher Leitungen liegen. Sie fanden, daß die Übertragung der Sprache nicht wesentlich beeinträchtigt wird, wenn die Frequenzen über $\omega = 7000$ abgedrosselt werden, daß dagegen die Übertragung unmöglich ist, wenn man allen Frequenzen über $\omega = 5000$ den Weg verlegt.

Devaux-Charbonnel ging von der Beobachtung aus, daß die Verständigung über zwei Fernsprechapparate unmöglich wird, wenn diese durch einen induktionsfreien Widerstand von mehr als 100000 Ohm verbunden sind. Er ersetzte dann den Widerstand durch einen Kondensator und veränderte dessen Größe so lange, bis die Verständigung wiederum auf-

1) Die Lehre von den Tonempfindungen, S. 191, 1896.
2) Helmholtz hat dieser, L. Hermann die entgegengesetzte Ansicht vertreten (Pflügers Archiv f. d. ges. Physiologie **47**, 351, 1890).
3) Pflügers Archiv f. d. ges. Physiologie **116**, 543, 1907.
4) Ann. d. Phys. **23**, 979, 1907.

1) F. Breisig, Ber. d. D. Phys. Ges. **12**, 184, 1910.
2) Journ. Inst. El. Eng. **39**, 511, 1907; The Electrician **59**, 124, 1907.
3) Lumière électr. (2) **3**, 323, 1908.
4) Phil. Mag. **5**, 313, 1903; siehe auch Breisig, Elektr. Zeitschr. **30**, 462, 1909.

hörte. Es ergab sich, daß über eine Kapazität, die allen Frequenzen unter 5000 den Weg verlegt (indem sie für diese mehr als 100000 Ohm Scheinwiderstand hat), gerade noch verständlich gesprochen werden kann. Daraus schloß er, daß die für das Sprechen wichtigen Frequenzen über der Grenze $\omega = 5000$ liegen. Der Ersatz des Kondensators durch eine Drosselspule ergab in ganz entsprechender Weise eine obere Grenze $\omega = 7500$.

Diese Versuche bedeuten für die Lösung des vorliegenden Problems einen guten Schritt vorwärts. Sie sprechen nicht sehr für die Theorie, daß die Klangfarbe durch das Stärkeverhältnis der harmonischen Komponenten bestimmt sei. Allerdings bilden sie noch keinen Beweis für die Theorie, daß die Sprachlaute der Hauptsache nach durch „Formanten" gegeben seien, deren Frequenz in der Nähe von $\omega = 5000$ liegt. Denn es zeigt sich, daß der Klang der Sprache sich doch ändert, wenn man die Frequenzen außerhalb des Bereichs $\omega = 4000$ bis $\omega = 7500$ benachteiligt. Da sich in den Oszillogrammen von Vokalen auch tiefere und höhere Frequenzen stark vertreten finden, so meint Devaux-Charbonnel (in der angeführten Arbeit), daß die Töne des Bereichs $= 1000$ bis 5000 und $\omega = 7500$ bis 17000 in der menschlichen Sprache gleichfalls eine wichtige Rolle spielen.

Im folgenden wird gezeigt, daß diese Rolle nur eine nebensächliche sein kann. Das geht zunächst daraus hervor, daß man eine gute, deutliche Verständigung auch über solche künstliche Leitungen erreicht, die die Eigenschaft haben, nur die Frequenzen in der Umgebung von $\omega = 5000$ in merklichem Betrage hindurchzulassen. Die Übertragung der Sprache durch Leitungen mit einem andern begünstigten Frequenzbereich wird um so schlechter, je mehr sich dieser Bereich nach der einen oder andern Seite von $\omega = 5000$ entfernt. Es gilt sogar das quantitative Gesetz, daß Leitungen mit einer von der Frequenz stark abhängigen Dämpfung die Sprache für das Ohr etwa ebenso stark dämpfen, wie eine verzerrungsfreie Leitung, deren Dämpfung mit der Dämpfung jener für $\omega = \backsim 5000$ übereinstimmt, gleichgültig, wie verschieden auch die Dämpfungen der beiden Leitungen für die andern Frequenzen sein mögen.

Die zu den Versuchen benutzten künstlichen Leitungen sind nach den Grundsätzen konstruiert worden, die von Breisig[1]) und Kennelly[2]) zur Nachbildung wirklicher Leitungen angegeben worden sind.

1) Ber. d. D. Phys. Ges. **12**, 184, 1910.
2) Electr. World **53**, 211, 1909.

Für die Theorie der Übertragung von Wechselströmen durch Leitungen erweisen sich zwei Begriffe als besonders nützlich: die Charakteristik $\mathfrak{Z}$ und Fortpflanzungskonstante γ, die sich aus den Leitungskonstanten R, L, C, A für die Frequenz ω durch die Formeln bestimmen:

$$\mathfrak{Z} = \sqrt{\frac{R + iL\omega}{A + iC\omega}};$$

$$\gamma = \sqrt{(R + iL\omega)(A + iC\omega)}.$$

Mittels dieser Größen stellen sich die Beziehungen zwischen den Spannungen $\mathfrak{V}_a$ und $\mathfrak{V}_e$ am Anfang und am Ende der Leitung und den zugehörigen Strömen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{J}_e$ so dar:

$$\begin{cases} \mathfrak{V}_a = \mathfrak{V}_e \operatorname{Cof} \gamma l + \mathfrak{J}_e \mathfrak{Z} \operatorname{Sin} \gamma l, \\ \mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_e \operatorname{Cof} \gamma l + \mathfrak{V}_e \dfrac{\operatorname{Sin} \gamma l}{\mathfrak{Z}}; \end{cases} \qquad (1)$$

l ist die Länge der Leitung. Schreibt man $\gamma = \beta + i\alpha$, so ist βl der Dämpfungsexponent der Leitung, und für nicht zu kleine βl gilt (um so genauer, je größer βl)

$$\operatorname{Cof} \gamma l = \operatorname{Sin} \gamma l = \frac{1}{2} e^{\gamma l}. \qquad (2)$$

Für $\beta l = 2{,}0$ ergibt diese Näherungsformel den Betrag dieser Größen schon auf etwa 2 Proz. genau; für $\beta l = 3{,}0$ ist der Fehler nur noch etwa $^1/_4$ Proz.

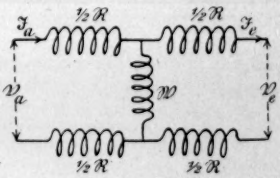


Fig. 1.

Für die Herstellung künstlicher Leitungen von vorgeschriebener Charakteristik und Dämpfung eignet sich nach Breisig besonders das in Fig. 1 wiedergegebene Schema, in dem die Leitung durch vier gleiche Wechselstromwiderstände $\mathfrak{R}/2$ und eine Brücke vom Scheinwiderstand $\mathfrak{W}$ dargestellt wird. Zwischen den Spannungen und den Strömen am Anfang und am Ende dieser künstlichen Leitung gelten folgende leicht ableitbare Beziehungen:

$$\begin{cases} \mathfrak{V}_a = \mathfrak{V}_e \dfrac{\mathfrak{R} + \mathfrak{W}}{\mathfrak{W}} + \mathfrak{J}_e \dfrac{\mathfrak{R}(\mathfrak{R} + 2\mathfrak{W})}{\mathfrak{W}}, \\ \mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_e \dfrac{\mathfrak{R} + \mathfrak{W}}{\mathfrak{W}} + \mathfrak{V}_e \dfrac{1}{\mathfrak{W}}. \end{cases} \qquad (3)$$

Durch Vergleich von (1) und (3) ergibt sich, daß

$$\frac{\mathfrak{R}+\mathfrak{W}}{\mathfrak{W}} \text{ dem } \mathfrak{Cof}\,\gamma l,$$

$$\sqrt{\mathfrak{R}(\mathfrak{R}+2\mathfrak{W})} \text{ dem } \mathfrak{Z}$$

entspricht. Wirkliche und künstliche Leitung übertragen also den Wechselstrom genau in derselben Weise, wenn

$$\frac{\mathfrak{R}+\mathfrak{W}}{\mathfrak{W}} = \mathfrak{Cof}\,\gamma l, \tag{4}$$

$$\mathfrak{R}(\mathfrak{R}+2\mathfrak{W}) = \mathfrak{Z}^2 \tag{5}$$

ist. Es ist allerdings sehr schwer, für eine gegebene wirkliche Leitung solche Wechselstromwiderstände $\mathfrak{R}$ und $\mathfrak{W}$ herzustellen, daß die beiden letzten Gleichungen für alle Frequenzen streng erfüllt sind. Das ist aber, wie Breisig zeigt, gar nicht nötig. Bei Sprechversuchen arbeitet man immer mit nicht zu kleiner Dämpfung, schon um feinere Unterschiede in der Übertragung auffassen zu können; dann tritt an Stelle von (4) wegen (2) die Gleichung

$$\frac{\mathfrak{R}+\mathfrak{W}}{\mathfrak{W}} = \frac{1}{2} e^{\gamma l}.$$

Ferner spielt die Phase αl bei der Übertragung keine Rolle. Die letzte Gleichung darf daher durch die für die Beträge der komplexen Größen geltende ersetzt werden:

$$\left|\frac{\mathfrak{R}+\mathfrak{W}}{\mathfrak{W}}\right| = \frac{1}{2} e^{\beta l}. \tag{6}$$

Endlich genügt es, wenn die Charakteristik nur annähernd für beide Leitungen übereinstimmt. Da es sich um größere Dämpfungen handelt, so wird nach (6) $\mathfrak{W}$ klein gegen $\mathfrak{R}$, folglich gilt nach (5) angenähert

$$\mathfrak{Z} = \mathfrak{R}. \tag{7}$$

Für die Zwecke der vorliegenden Versuche galt es nun in erster Linie künstliche Leitungen von der Art zu bauen, daß sie für die Frequenzen eines vorgeschriebenen engen Bereichs eine mittlere Dämpfung, für alle andern Frequenzen eine große Dämpfung haben. Ferner soll die Charakteristik einen vorgeschriebenen, mit der Frequenz nur wenig veränderlichen Wert besitzen. Es ist nämlich für den Vergleich dieser Leitung mit einer gegebenen natürlichen oder künstlichen Leitung von geringer Verzerrung nötig, daß beide wenigstens annähernd die gleiche Charakteristik haben. Für Leitungen mit nicht zu kleiner Dämpfung besteht bei beliebigen Endapparaten zwischen der im Sender erzeugten Spannung $\mathfrak{E}$ und dem im Empfänger fließenden Strom $\mathfrak{J}$ eine Gleichung von der Form

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{E}\, f(\mathfrak{Z}, \ldots)\, e^{-\gamma l}.$$

Die Gestalt der Funktion f hängt nur von der Schaltung an den Leitungsenden ab; sie enthält als Argumente neben der Charakteristik $\mathfrak{Z}$ nur noch auf die Endapparate bezügliche Größen, so daß f denselben Wert behält, wenn die Leitung gegen eine beliebige andere von gleicher Charakteristik vertauscht wird.

Künstliche Leitungen der verlangten Eigenschaft werden durch das Schema Fig. 2 dargestellt. Die Arme $R/2$ waren induktionsfreie Widerstände von 1000 Ohm, so daß die Cha-

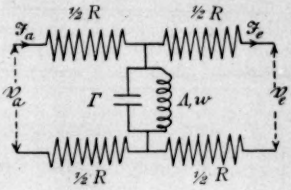


Fig. 2.

rakteristik dieser Leitung etwa $\mathfrak{Z} = 2000$ beträgt, so lange der Scheinwiderstand $\mathfrak{W}$ der Brücke nicht zu groß ist. Der Wert $\mathfrak{Z} = 2000$ würde etwa einer Pupinleitung entsprechen. Die Wahl gerade dieses Wertes geschah nur aus dem Grunde, daß sich hierfür mit den zur Verfügung stehenden Spulen und Kondensatoren am leichtesten die gewünschten Leitungen herstellen ließen. Die Brücke besteht aus einem Kondensator (mit der Kapazität Γ) und einer Spule (mit der Selbstinduktivität A und dem Widerstande w) in Parallelschaltung. Die scheinbare Leitfähigkeit der so gebildeten Brücke ist

$$\frac{1}{\mathfrak{W}} = i\omega\Gamma + \frac{1}{w + i\omega A},$$

woraus, nach Gleichung (4)

$$\mathfrak{Cof}\,\gamma l = 1 + \frac{R}{w + i\omega A} + i\omega\Gamma R. \tag{8}$$

Aus dieser Gleichung kann der Dämpfungsexponent βl berechnet werden. Für nicht zu geringe Dämpfung ($\beta l > 2$) benutzt man mit Vorteil die durch (6) gegebene Vereinfachung

$$e^{\beta l} = 2\left|1 + \frac{R}{w + i\omega A} + i\omega\Gamma R\right|. \tag{9}$$

Die Brücke bildet für die hohen Frequenzen wegen des Kondensators einen guten Stromweg; dasselbe gilt für die niedrigen Frequenzen, wenn der Ohmsche Widerstand w der Spule gering ist. Einen schlechten Weg stellt sie aber für die Ströme dar, deren Frequenz der Eigenfrequenz

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{\Gamma A}} \tag{10}$$

des aus Spule und Kondensator gebildeten

Kreises benachbart ist. Für Ströme von genau der Frequenz ω_0 ist ihr Scheinwiderstand

$$\frac{w + i\omega_0 A}{i\omega_0 C w} = \sim \frac{A}{wC}.$$

Unsere künstliche Leitung hat also für alle Frequenzen eine starke Dämpfung, nur nicht für die der Frequenz ω_0 benachbarten Frequenzen, kleines ω vorausgesetzt.

Die folgende Tabelle enthält die Konstanten einer Reihe von Leitungen mit verschiedenen ω_0, die zu den Sprechversuchen verwendet worden sind.

Nr.	C	A	w	ω_0	$\overline{\beta l}$	$\overline{\omega}$
	Mf.	Henry	Ohm			
1	2	∞	∞	0	3,55	4400
2	10	∞	∞	0	5,0	3800
3	40	0,5	95,4	224	6,6	4800
4	30	0,1	20,7	577	6,2	4300
5	9	0,1	20,7	1050	4,73	3400
6	5	0,05	13,2	2000	4.3	4400
7	8	0,005	2,1	5000	4,5	3700; 6600
8	4	0.005	2,1	7070	4,15	5300
9	2	0,005	2,1	10000	4,55	5800
10	0,5	0,001	0,8	44700	6,5	5500

Die beiden ersten Leitungen enthielten lediglich den Kondensator in der Brücke. Rechnet man nach Gleichung (9) [oder erforderlichenfalls nach (8)] den Dämpfungsexponenten βl für eine Reihe von Frequenzen aus, so kann man die Kurve zeichnen, die das βl als Funktion der Frequenz darstellt. Diese in Fig. 3 wiedergegebenen Kurven zeigen, daß es sich in allen Fällen um Leitungen mit starker Verzerrung handelt; man bedenke, daß die βl nur die natürlichen Logarithmen der Dämpfung bedeuten!

Die mit den Leitungen angestellten Sprechversuche wurden in der Weise ausgeführt, daß abwechselnd die Leitung mit starker Verzerrung und die Nachbildung einer verzerrungsfreien Leitung (oder auch die einer natürlichen Leitung, die ja bekanntlich eine geringe Verzerrung hat) als Verbindung zweier gewöhnlichen Fernsprechapparate mit Ortsbatterie diente. Die Dämpfung der zuletzt genannten Leitung wurde so lange geändert, bis die Sprache durch beide Leitungen gleich laut übertragen wurde. Diese Einstellung ist auch dann nicht besonders schwierig, wenn der Klang der durch die beiden Leitungen übertragenen Sprache ziemlich verschieden ist. Auch ist festgestellt worden, daß verschiedene Beobachter innerhalb der Fehlergrenzen ($\beta l = +0{,}1$ bis 0,25) dieselbe Einstellung finden. Es macht auch nichts aus, ob der Hörende selbst die Einstellung vornimmt, oder lediglich die Beobachtung bezüglich der Lautstärke macht, und die

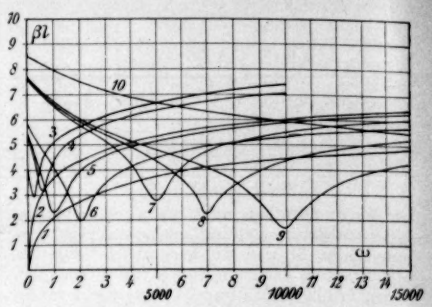


Fig. 3.

Änderung der Leitungen von einem andern vorgenommen wird; immerhin bietet die letzte Beobachtungsweise eine gewisse Sicherheit gegen Selbsttäuschungen.

Vorweg sei betont, daß über sämtliche Leitungen Nr. 1 bis 10 eine Verständigung möglich ist; bei Nr. 3, 4 und 10 hört man zwar sehr leise, aber ganz deutlich jedes Wort. Was das heißt, wird vielleicht an Hand der Fig. 4 noch deutlicher. Darin ist für die Leitungen Nr. 6. 7 und 8 (als Beispiele) die Stärke des ankommenden Stromes als Funktion der Frequenz aufgetragen, und zwar in Bruchteilen des bei der Frequenz ω_0 ankommenden Stroms, wobei für alle Frequenzen der in die Leitung hineingeschickte Strom als gleich angenommen worden ist. Man sieht, in wie außerordentlichem Maße durch diese Leitung das Verhältnis der harmonischen Komponenten abgeändert wird. Ich glaube, daß bisher niemand es für möglich gehalten hätte, daß man über solche Leitungen eine Unterhaltung führen kann.

Wie schon erwähnt, ist durch die Sprechversuche die Dämpfung einer Leitung ohne

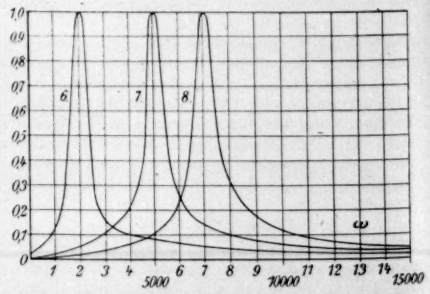


Fig. 4.

(oder mit geringer) Verzerrung bestimmt worden, die die Sprache ebenso laut überträgt, wie die Versuchsleitung. Dieser Wert, mit $\bar{\beta l}$ bezeichnet, ist auch in der schon angeführten Tabelle eingetragen. Daneben befindet sich diejenige Frequenz $\bar{\omega}$, für die die beiden Leitungen in der Dämpfung übereinstimmen. Lassen wir die Leitung 7 zunächst außer Betracht, so entnimmt man der Tabelle das bereits mitgeteilte Ergebnis, daß für das Verhalten einer Leitung gegenüber den Sprechströmen nur ihre Dämpfung für die dem Wert $\omega = 5000$ benachbarten Frequenzen in Frage kommt.

Was nun das Verhalten der Leitung Nr. 7 angeht, so ist es deshalb schwer zu übersehen, weil hier innerhalb des wichtigen Frequenzbereichs selbst noch beträchtliche Verschiedenheiten in der Übertragung der einzelnen Töne stattfinden. Das wirkt auf die Verständigung und auf die Klangfarbe ungünstig ein (die Sprache hat einen schallenden Beiklang). Das gemessene $\bar{\beta l}$ hat hier lediglich die Bedeutung eines vom Ohr nach uns unbekannten Grundsätzen gebildeten Mittelwerts der Dämpfungen aller in Frage kommenden Frequenzen, aus dem sich schwerlich irgendwelche sicheren Schlüsse ziehen lassen. Deutlichere Verhältnisse würden bei einer Leitung herrschen, die alle Frequenzen von $\omega = 3000$ bis $\omega = 7000$ gleich gut hindurchläßt, alle andern aber stark abdrosselt. Doch scheint es schwierig, eine Schaltung zu finden, die diese Eigenschaft hat.

Nach dem Klange der Sprache scheiden sich die übrigen untersuchten Leitungen im wesentlichen in zwei Klassen. Die erste enthält die Leitungen 1 bis 6; die übertragene Sprache klingt bei diesen dumpfer als bei der natürlichen Leitung. Das liegt jedenfalls daran, daß die Sprache auch einige tiefe Töne enthält, die man gewöhnlich überhört. Die vorliegenden Leitungen haben die Eigenschaft, diese Töne gegenüber allen andern außerordentlich zu begünstigen, so daß sie nun besser hörbar werden und der Sprache jenen dumpfen Beiklang verleihen. Ganz entsprechend verhält es sich mit der zweiten Klasse der Leitungen Nr. 8, 9, 10. Nur sind es in diesem Falle gewisse hohe Töne, die sehr begünstigt werden, was zur Folge hat, daß die Sprache etwas gepreßt, wie aus der Ferne kommend, klingt.

Bei der Betrachtung der Tabelle fällt auf, daß die $\bar{\omega}$ für die zweite Klasse der Leitungen durchweg höher liegen, wie für die erste. Ich glaube, daß dies auf einer wohl schwerlich zu beseitigenden Täuschung des Ohres beruht. Schaltet man an Stelle der natürlichen Leitung eine der Leitungen 8 bis 10 ein, so hat man wegen der Klangänderung den Eindruck, als ob der Beobachter am andern Leitungsende nun aus größerer Ferne spräche; und umgekehrt. Man ist dann wahrscheinlich geneigt, die scheinbar aus der Ferne kommende Sprache für lauter zu halten, als sie tatsächlich ist; so würde sich nach dem Verlauf der Dämpfungskurven die erwähnte Verschiebung der $\bar{\omega}$ erklären.

Aus den Versuchen geht hervor, daß an der Übertragung der Sprache im wesentlichen nur die Frequenzen zwischen $\omega = 3000$ und 6000 beteiligt sind. Vom Standpunkt der Theorie der „Formanten" wird man alle wichtigen Formanten der Sprachlaute in diesem Bereich zu suchen haben. Die Enge dieses Bereichs erscheint sehr bemerkenswert, wenn man an die Fülle der in der menschlichen Sprache vorkommenden Klänge denkt. Für den Telephontechniker ist es aber sehr erfreulich, daß er sich auf die Betrachtung der Frequenzen dieses Bereichs beschränken darf; er braucht im allgemeinen bloß das Verhalten seiner Apparate den Wechselströmen von der Frequenz $\omega = \backsim 5000$ gegenüber zu untersuchen, um ein Urteil über ihr Verhalten bei der Sprachübertragung zu gewinnen. Das hat man freilich bisher auch schon vielfach so gemacht; aber man hat das wohl mehr als einen durch die Praxis gerechtfertigten Notbehelf betrachtet, weil man das Stärkeverhältnis der harmonischen Komponenten doch als wichtig oder gar bestimmend für das artikulierte Sprechen angesehen hat. Für die Übertragung der Sprache erscheint es also weniger wichtig, daß eine Anordnung die Frequenzen eines möglichst weiten Bereichs in gleicher Weise überträgt, als daß sie für die Frequenzen um $\omega = 5000$ eine möglichst geringe Dämpfung hat.

(Eingegangen 3. Oktober 1910.)

Zu Herrn v. Ignatowskys Behandlung der Bornschen Starrheitsdefinition.

Von Paul Ehrenfest.

§ 1. Ein Körper, welcher der Bornschen Relativ-Starrheits-Forderung[1]) genügt, kann auf keine Weise aus der Ruhe in den Zustand einer gleichförmigen Rotation um eine feste Achse übergeführt werden. — Dieses Theorem wurde so durchsichtig und bündig bewiesen[2]), daß es von allen

1) M. Born, Ann. d. Phys. **30**, 1, 1909.
2) P. Ehrenfest, diese Zeitschr. **10**, 918, 1909; G. Herglotz, Ann. d. Phys. **31**, 393, 1910; F. Noether, Ann. d. Phys. **31**, 919, 1910.

Autoren, die sich bis vor kurzem zur Relativ-Starrheitsfrage äußerten, ohne weiteres akzeptiert wurde, und zwar unabhängig davon, welchen Standpunkt die betreffenden Autoren sonst zum Starrheitsproblem einnehmen. Der Übersichtlichkeit halber seien hierhergehörige Äußerungen in chronologischer Reihenfolge kurz resümiert:

M. Born[1]) gibt obiges Resultat zu und entschließt sich dementsprechend zu folgenden Annahmen: 1. Die Elektronen genügen wirklich der Starrheitsforderung, rotieren aber nicht. Die Elektronentheorie erfordere nirgendwo unbedingt die Annahme rotierender Elektronen. 2. Die makroskopischen „starren" Körper sind Molekülaggregate, also elastisch deformierbar, genügen der Starrheitsforderung nicht und können rotieren.

M. Planck[2]): 1. Die makroskopischen „starren" Körper sind als elastisch anzusehen und die Theorie ihrer Bewegung muß durch Aufstellung des kinetischen Potentials der elastischen Deformationen begründet werden. „Der Versuch, die für die gewöhnliche Mechanik so wichtige Abstraktion der starren Körper auch für die Relativitätstheorie fruchtbar zu machen, scheint mir keinen rechten Erfolg zu versprechen." 2. Was die Festhaltung der Starrheitsforderung für das einzelne Elektron betrifft, so entziehe es sich vorläufig jeder Prüfung, „ob man damit physikalisch weiterkommt, als mit den allgemeinen Grundsätzen der Relativitätstheorie".

M. Abraham[3]): „Der von M. Born ..... unternommene Versuch, die Einsteinsche Definition der Länge ..... zu verallgemeinern, muß als gescheitert gelten, nachdem Ehrenfest, Herglotz, Noether und Levi-Civita dargetan haben, daß der zugrunde gelegte Starrheitsbegriff auf Rotationsbewegungen nicht anwendbar ist."

M. Born[4]) hält, in einer späteren Arbeit, gegen Planck daran fest, daß die Ausdehnung des Starrheitsbegriffes auf die Relativitätstheorie notwendig sei und entwickelt — indem er seine ursprüngliche Starrheitsdefinition als zu eng zurückstellt — eine neue Starrheitsdefinition. Dabei nimmt er in den Kauf, daß jeder starre Körper mit einem — bezüglich der Starrheitsdefinition — ein für allemal ausgezeichneten Punkt behaftet gedacht werden muß[5]). Und auch so ließen sich noch weitaus nicht ganz die Schwierigkeiten des Rotationsproblems überwinden: Wie Herr Born zeigt, findet hier die stationäre (!) Rotation um eine feste Achse derart statt, daß der ruhende Beobachter die mehraxialen Schichten mit größerer Winkelgeschwindigkeit rundlaufen sieht als die peripheren Schichten, so daß also der „starre" Körper sich von der Achse her immer mehr zerrührt[1]).

§ 2. Nun nimmt — in einer kürzlich erschienenen Publikation[2]) — auch Herr v. Ignatowsky Stellung zum Problem der Rotation relativ starrer Körper. Seinen Standpunkt kennzeichnet vor allem folgende Äußerung (§ 5, Ende):

„Betrachten wir wieder den Zylinder des § 3, und zwar den Übergang von Ruhe zu gleichförmiger Rotation. Unter der Wirkung der äußeren Kräfte wird er sich in Bewegung setzen, aber immer unter Einhaltung der Bedingung (20) § 2. Die Wirkung dieser Kräfte wird sich mit einer bestimmten Geschwindigkeit fortpflanzen, so daß die Winkelgeschwindigkeit für einen bestimmten Moment t für alle Winkel nicht dieselbe ist. Zugleich wird er sich scheinbar kompromieren, bis nach einiger Zeit seine Bewegung in eine gleichförmige Bewegung übergeht."

Geht Herr v. Ignatowsky, um zu dieser Behauptung zu gelangen, vielleicht von einer Starrheitsdefinition aus, die von der (ursprünglichen) Bornschen abweicht?

Nein! Seine Ausgangsgl. (6)

$$(dw_0)^2 = (dw_1')^2 \qquad (6)$$

ist identisch mit der (ursprünglichen) Bornschen Forderung, und seine Gleichung

$$\frac{d}{dt}(dw_1')^2 = 0 \qquad (7)$$

geht aus ihr durch totale Differentiation hervor. Die aus (7) durch Umformung abgeleitete Gl. (13) ist der zeitliche Differentialquotient derjenigen Form der Bornschen Starrheitsgleichung, mit der ich und Herglotz operierten, und endlich die oben erwähnte Gl. (20) ist die weitere Umformung der Gl. (7) und (13) von der Lagrangeschen auf die Eulersche Form nach dem Vorgang von Noether.

Damit ist dann auch in bester Übereinstimmung die folgende Aussage, die Herr v. Ignatowsky am Ende von § 3 über den stationär rotierenden Zylinder macht:

„Nun betrachten wir einen Kreiszylinder, der mit einer konstanten Winkelgeschwindigkeit um eine ruhende Achse rotiert. Es ist leicht nachzuweisen, daß in diesem Fall Gl. (20) identisch erfüllt ist."

In der Tat: daß die Bornsche Starrheitsdefinition die stationäre Rotation zuläßt, ist

1) M. Born, diese Zeitschr. 11, 233, 1910.
2) M. Planck, diese Zeitschr. 11, 294, 1910.
3) M. Abraham, diese Zeitschr. 11, 527, 1910.
4) Gött. Nachr. 1910, 28. Mai.
5) l. c., § 3, M. Born nennt diesen Punkt „Zentrum".

1) l. c., § 5, M. Born merkt deshalb auch an: „Danach wäre die Erdkugel schwerlich ein in diesem Sinne ‚starrer' Körper".
2) Ann. d. Phys. **33**, 607, 1910.

nun längst nachgewiesen. Die Schwierigkeit liegt bekanntlich ausschließlich in der Frage nach dem Übergang von der Ruhe zur gleichförmigen Rotation[1]). Ich formulierte diese Schwierigkeit folgendermaßen:

„Es sei gegeben ein relativ starrer Zylinder vom Radius R und der Höhe H. Es werde ihm allmählich eine — schließlich konstant bleibende — Drehbewegung um seine Achse erteilt. Sei R_1 der Radius, den er bei dieser Bewegung für einen ruhenden Beobachter aufweist, dann müßte R_1 zwei einander widersprechende Forderungen erfüllen:

a) Die Peripherie des Zylinders muß gegenüber dem Ruhestand eine Kontraktion zeigen:

$$2\pi R_1 < 2\pi R$$

. . . . . ;

b) . . . . die Elemente eines Radius können gegenüber dem Ruhezustand keinerlei Kontraktion aufweisen. Es müßte

$$R_1 = R$$

sein."

Man vergleiche damit folgende Angaben des Herrn v. Ignatowsky: „Die Entfernung zwischen zwei Punkten des Zylinders, welche nicht auf demselben Durchmesser liegen, gemessen, als der Zylinder noch ruhte, wird nicht gleich sein der Entfernung zwischen denselben Punkten synchron gemessen, wenn der Zylinder rotiert" (§ 3, Ende).

„Meines Erachtens scheint die ganze Sache auf einem Mißverständnis zu beruhen. Messen wir ein Linienelement längs des Umfanges der" — stationär rotierenden — „Scheibe synchron, so bekommen wir einen Wert, der kleiner als $2\pi R$ ist, wo R den" — an der rotierenden Scheibe synchron gemessenen — „Radius der Scheibe bedeutet. Darin liegt aber absolut kein Widerspruch, sondern es erklärt sich alles aus der Definition der synchronen Messung . . . . . Im allgemeinen können wir die wahre Form und Dimension eines starren Körpers durch Messung dann und nur dann festlegen, wenn der Körper ruht. Die Messungen an bewegten Körpern ergeben nur scheinbare Werte . . . . ." (Schlußanmerkung).

§ 3. Im Interesse einer Aufklärung über den Sinn der Worte

„Darin liegt aber absolut kein Widerspruch, sondern alles erklärt sich aus der Definition der synchronen Messung"

erlaube ich mir Herrn v. Ignatowsky höflichst zu bitten, er möge zu zwei sogleich zu formulierenden Fragen Stellung nehmen. — Behufs präziser Fassung dieser Fragen schicke ich eine Verabredung und eine Behauptung voraus.

Die Kreisscheibe sei auf ihrer ganzen Fläche mit unendlich vielen individuell kenntlichen Marken versehen.

Während die Scheibe ruht, hält der ruhende Beobachter B ein Pauspapier P über sie und paust die Marken auf das ruhende Blatt durch.

Während die Scheibe stationär rotiert, hält der ruhende Beobachter B ein Pauspapier P_1 über sie und paust in dem Moment, wo seine Uhr auf t zeigt, mit einem Schlag alle Marken auf das ruhende Blatt durch.

Schließlich mißt der ruhende Beobachter B die Markenverteilung auf den ruhenden Pausbildern Π und Π_1 durch.

Ich behaupte: Die derartig auf Π_1 ausgemessene Peripherie- und Radiuslänge fällt in vorliegendem Beispiel genau mit dem zusammen, was Herr v. Ignatowsky nennt: Scheibenumfang bezw. Scheibenradius an der stationär rotierenden Scheibe vom ruhenden Beobachter im Moment t „synchron gemessen". (Siehe Definition der „Synchronmessung" in § 2 der Arbeit von v. Ignatowsky.)

Meine Fragen an Herrn v. Ignatowsky lauten[1]):

Frage 1: Ist die zuletzt formulierte Behauptung richtig? Wenn nicht — worin besteht dann der Unterschied zwischen dem Resultat, das der ruhende Beobachter durch „synchrone Messung" der rotierenden Scheibe erhält, und dem Resultat, das die Ausmessung des ruhenden Pausbildes Π_1 liefert?

Frage 2: Wenn meine Behauptung richtig ist, so werden die Aussagen, welche Herr v. Ignatowsky über „synchron gemessene" Peripherie und Radius zusammenstellt und merkwürdigerweise als absolut widerspruchslos bezeichnet, zu folgenden Aussagen über die Pausbilder: Das Pausbild Π_1 hat denselben Radius wie Π und dabei ist seine Peripherie kürzer. Wie soll man sich Pausbilder von solcher Eigenschaft widerspruchslos vorstellen?

1) M. a. W.: Trivial war, zu beweisen, daß Gl. (20) durch die stationäre Rotation befriedigt wird. Was bewiesen werden müßte und ohne Beweis am Ende von § 5 behauptet wird, ist dies: daß sich eine Bewegung des Zylinders angeben läßt, die ihn von der Ruhe zur stationären Rotation überführt und dabei — entgegen dem Resultat von Noether — fortwährend die Gl. (20) erfüllt!

1) Es wäre sehr wünschenswert, im Falle einer weiteren Diskussion die Ausdrücke „wahre" und „scheinbare" Gestalt der rotierenden Scheibe durchaus zu vermeiden oder wenn dies unmöglich sein sollte, den Sinn dieser Ausdrücke durch eine möglichst einfache und strikte Verabredung festzulegen.

Petersburg, 4. Oktober 1910.

(Eingegangen 7. Oktober 1910.)

Bemerkung zu dem Vortrag von W. Matthies „Über Ionisation und Lumineszenz in der Aureole der Quecksilberdampflampe".

Von J. Koenigsberger.

Im Hinblick auf den Vortrag von Herrn W. Matthies[1]) und die sich anschließende Diskussion seien kurz folgende Beobachtungen mitgeteilt, die damit vollkommen in Einklang stehen.

Für einen optischen Versuch sollte ein Geißlersches Rohr hergestellt werden, das hohe variable Spannungen anzulegen gestattete. Hierzu schien es am bequemsten, das Vakuum durch den Einfluß der Temperatursteigerung auf die Dampfspannung des Quecksilbers abzuändern. In das Rohr von der üblichen Form mit Aluminiumkathoden (im Vakuum schadet das Quecksilber Aluminiumkathoden nicht) wurde ganz reines Quecksilber gebracht, — um die Luft auszutreiben — unter Erhitzen und Stromdurchgang auf etwa 2.10^{-5} mm evakuiert und abgeschmolzen. Das Rohr war überhaupt nicht mehr zum Leuchten zu bringen, selbst wenn es auf 150° erhitzt wurde, so daß eine erhebliche *Hg*-Dampfspannung darin vorhanden sein mußte. Eine Gleichstrom-, wie Wechselstromspannung von 100000 Volt bewirkte, daß innen oder außen längs der Glaswände Gleitfunken übersprangen. — Gasreste an der Kathode scheinen also die Bedingung dafür zu sein, daß eine Ionisation des *Hg*-Dampfes eingeleitet wird. — In Zusammenhang damit stehen andere Beobachtungen. Hat man größere Metallmassen in einer Vakuumröhre, so kann man gleichwohl für jede Temperatur zwischen 0° und 30° sehr rasch ein gutes Vakuum (2.10^{-5} mm) erhalten, solange kein Strom durchfließt. Sowie stärkerer ($>1.10^{-8}$ Amp.) Strom durch die Metallmassen als Kathode geht, verschlechtert sich das Vakuum so lange, bis die obere Schicht des Metalls gasfrei ist. Die freiwerdenden Gase sind hauptsächlich Stickstoff und Wasserstoff. Die Stromstärke, die Menge des heraustransportierten Gases und folglich das Vakuum, hängen anscheinend von der Konzentration des Gases in der Grenzschicht im Metall ab. Läßt man eine derartige, in der Grenzschicht gasfrei gemachte Metallkathode in einem guten Vakuum stehen, so verschlechtert sie sich gleichwohl nach einigen Tagen. Es wandert vermutlich Gas aus dem Innern an die Oberfläche. Ist dagegen die Metallmasse klein, so kann man sie kurze Zeit auch im Innern gasfrei erhalten, und dann tritt bekanntlich der umgekehrte Vorgang auf: das Metall entnimmt dem Vakuum die Gasreste; die Röhre wird von selbst hart.

1) Diese Zeitschr. **11**, 956, 1910.

(Eingegangen 9. November 1910.)

Der radiotelegraphische Gleichstrom-Tonsender.

Von W. Burstyn.

Auf die Veröffentlichung des Herrn H. Rein in dieser Zeitschr. **11**, 591, 1910, habe ich in Herrn Egbert v. Lepels und meinem Namen zur Wahrung unserer Priorität folgendes zu erwidern:

Die angeblich von der C.-Lorenz-A.-G. ausgearbeitete Tonschaltung ist von uns im Dezember 1908 erfunden und zum Patent angemeldet worden. Im Frühjahr 1909 wurden bereits Stationen nach dieser Schaltung in England verkauft.

Im Juni 1909 habe ich auf der Jahresversammlung des Verbandes deutscher Elektrotechniker zu Köln in der Diskussion über den Vortrag des Grafen Arco diese Schaltung mit den folgenden Worten beschrieben (s. „Elektrotechnische Zeitschrift" **33**, 786, 1909): „Die ‚drahtlose Telegraphie System v. Lepel' verwendet zur Erzeugung der Töne ein viel schöneres Verfahren. Es wird einfach dem Erzeuger ein Schwingungskreis, dessen Periodenzahl die Höhe eines Tones hat, parallel geschaltet. Dann wird, wie bei der alten Duddellschen Lampe, zunächst ein tönender Wechselstrom erzeugt, und dieser wirkt sozusagen erst als Betriebsstrom für die Erzeugung der schnellen Schwingungen. Beide Vorgänge vereinigen sich im Generator. Der Nutzeffekt ist dabei ein außerordentlich hoher, und zugleich hat man den Vorteil, daß derselbe Generator, je nachdem ob man den Tonkreis einschaltet oder nicht, zur Erzeugung tönender Schwingungen oder für Telephonie verwendet werden kann. Im ersteren Falle läßt sich beispielsweise eine Klaviatur in der Weise anbringen, daß man durch Verändern der Kapazität oder der Selbstinduktion des Tonkreises eine Melodie spielen kann. Es ist selbstverständlich sehr wertvoll, wenn man in einer Station eine beliebige Anzahl verschiedener Töne von genau definierter Höhe hervorbringen kann, ohne daß man Maschinen verschiedener Periodenzahl benötigt. Die Tonerzeugung und überhaupt das Lepelsche Verfahren läßt sich schon bei 220 Volt, praktisch bei 440 Volt Betriebsspannung, ausführen, und man kann Energien, wie sie für Stationen von 200 und selbst 1000 km Reichweite genügen, in einem einzigen Generator, d. h. in einer einzigen Entladungsstrecke herstellen." Herr Dr. Nesper, der damalige Leiter des Patentbureaus der C.-Lorenz-A.-G. war bei diesem Vortrage anwesend.

Kurz nachher hat diese Gesellschaft die Schaltung zum Patent angemeldet.

Die Tatsache, daß wir ein Verfahren zur Aussendung tönender Wellen besaßen und deren Tonhöhe in raschester Reihenfolge ändern

konnten, war durch die Aufnahme unserer drahtlosen Musik und auf anderem Wege in Fachkreisen schon vor dieser Zeit bekannt. Im Winter 1909/10 hat die C.-Lorenz-A.-G. unter Mitwirkung des Herrn Rein betreffs Erwerbung unserer Patente mit uns verhandelt.

Gegen die Patentanmeldung dieser Gesellschaft haben wir aus den obigen Gründen Einspruch erhoben.

Berlin, den 22. September 1910.

(Eingegangen 5. November 1910.)

ZUSAMMENFASSENDER BERICHT.

Bericht über die Versammlung der „British Association for the Advancement of Science", Sheffield, den 1. bis 7. September 1910.

Von J. Robinson.

J. J. Thomson, Strahlen positiver Elektrizität.

Ich finde, daß die Erforschung der positiven Strahlen oder Kanalstrahlen sehr erleichtert wird, wenn man für die Entladungsrohre, in der die Strahlen erzeugt werden, sehr große Gefäße benutzt. Bei Verwendung großer Gefäße hat der die Kathode umgebende dunkle Raum reichlich Platz, sich auszudehnen, ehe er die Wandungen der Röhre erreicht. Man kann daher den Druck auf sehr niedrige Werte herabsetzen, ehe dies eintritt, und infolgedessen ist die Potentialdifferenz, die erforderlich ist, um bei diesen niedrigen Drucken die Entladung durch die Röhre hindurchzutreiben, weit geringer, als wenn die Röhren kleiner sind. Es ist bei großen Röhren möglich, mit weit geringeren Drucken zu arbeiten, als bei kleinen, und bei den niedrigeren Drucken treten Phasen der Erscheinungen an positiven Strahlen ans Licht, die bei höheren Drucken fehlten oder undeutlich waren. Bei Benutzung kleiner Röhren und demzufolge verhältnismäßig hohem Druck ist, wenn man zur Erforschung der Strahlen die in meiner früheren Arbeit[1]) beschriebene Anordnung anwendet, wenn also die aus einem Loch in der Kathode kommenden und durch ein langes enges Rohr hindurchgehenden Strahlen auf einen phosphoreszierenden Willemitschirm fallen, nachdem sie ein magnetisches und ein diesem übergelagertes elektrisches Feld durchlaufen haben, das Bild auf dem Schirm folgendes (vgl. Fig. 1):

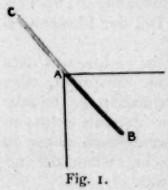


Fig. 1.

Der helle Fleck A, der die Stelle bezeichnet, wo die unabgelenkten Strahlen den Schirm treffen, ist durch die magnetische und die elektrische Kraft, von denen die eine eine Verschiebung in vertikaler, die andere eine solche in horizontaler Richtung hervorbringt, zu einem geraden Bande AB von ziemlich gleichmäßiger Intensität ausgezogen. Es findet sich ferner eine schwächere Verlängerung AC des Bandes AB nach der entgegengesetzten Richtung, die von Strahlen herrührt, welche eine negative Ladung führen. Die Geschwindigkeiten und die Werte von e/m für die Strahlen kann man durch Messungen an diesem Bande bestimmen. Wenn nämlich y und x die vertikale bzw. die horizontale Ablenkung eines Strahles sind, der in P auf den Schirm trifft, so ist die Geschwindigkeit dieses Strahles gleich $c_1 \cdot y/x$ und der Wert von e/m gleich $c_2 y^2/x$, wo c_1 und c_2 Konstanten sind, die von der Stärke und der Lage des elektrischen und des magnetischen Feldes abhängen. Ich habe gezeigt[1]), daß die Geschwindigkeit der Strahlen in diesem Falle von der Potentialdifferenz an den Elektroden in der Entladungsröhre praktisch unabhängig ist, und daß wir die Potentialdifferenz von 3000 auf 40000 Volt steigern könnten, ohne diese Geschwindigkeit merklich zu vergrößern. Bei kleinen Röhren ist das eben beschriebene Bild oft der einzige Effekt, der zu beobachten ist, selbst wenn man den Druck bis nahe an den Punkt herabsetzt, wo die Möglichkeit, die Entladung durch die Röhre zu treiben, aufhört.

Wenn man große Entladungsröhren benutzt, kann man eine viel größere Mannigfaltigkeit von Effekten beobachten. Ich habe Röhren mit einem Volumen von vollen 11 Litern benutzt; diese sind indessen einigermaßen schwer zu beschaffen, und das Arbeiten mit ihnen ist nicht sehr bequem. Ich habe gefunden, daß Flaschen mit einem Volumen von 2 Litern, wie man sie zu Siedepunktsbestimmungen benutzt, für die meisten Zwecke groß genug sind.

Ein gleichmäßiger und empfindlicher Phosphoreszenzschirm ist sehr wichtig, denn es sind oft sehr viele Einzelheiten zu unterscheiden, von denen manche zu schwach sind, als daß sie sichtbar wären, wenn der Schirm nicht sehr gut ist. Es ist meinem Assistenten, Herrn Everett,

1) Phil. Mag. (6) **18**, 821, 1909.

1) a. a. O.

kürzlich gelungen, sehr gleichmäßige Schirme in der Weise herzustellen, daß er das Willemit zu äußerst feinem Pulver zermahlte, dann dieses Pulver mit Alkohol schüttelte und sich langsam aus dem Alkohol auf eine flache Glasplatte absetzen ließ. Wenn der Niederschlag die erforderliche Dicke erhalten hat, so nimmt man den Rest der Suspension fort und läßt den Niederschlag trocknen. Wenn er getrocknet ist, haftet er ganz fest an der Platte, und der Niederschlag ist viel gleichmäßiger, als der nach dem früher von mir angewandten Verfahren, gepulvertes Willemit auf eine mit Wasserglas bestrichene Glasplatte aufzustäuben, gewonnene. Die Schirme büßen unter dem Bombardement der Strahlen bald ihre Empfindlichkeit ein, und wenn es sich um die Auffindung irgendwelcher feiner Einzelheiten handelt, so ist es ratsam, einen neuen Schirm oder ein bisher noch nicht von den Strahlen bombardiertes Stück des Schirmes zu benutzen.

Die Entladungsröhre ist in Fig. 2 im Schnitt dargestellt. Die durchbohrte Kathode C reicht

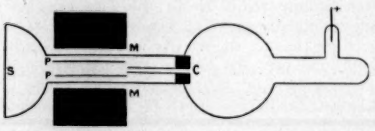


Fig. 2.

ein Stück weit in die Röhre hinein; die Strahlen gehen durch das Loch in der Kathode und durch das feine Rohr hindurch und wandern dann zwischen den Polen MM eines Elektromagnets und zwischen den mit einer Batterie kleiner Sammler verbundenen parallelen Platten PP hindurch. Nachdem sie abgelenkt worden sind, fallen die Strahlen auf den Willemitschirm S. Bei Verwendung einer derartigen Röhre ist die Erscheinung auf dem Schirm bei allmählicher Druckverminderung, wenn die Strahlen sowohl der magnetischen als auch der elektrischen Kraft ausgesetzt werden, folgende: Bei den höchsten Drucken, bei denen die Phosphoreszenz sichtbar ist, bedeckt der Phosphoreszenzfleck eine beträchtliche Fläche; dabei ist die linksseitige (die am wenigsten abgelenkte) Begrenzung ziemlich gut definiert, während die andere verwaschen ist. Bei weiterer Druckerniedrigung erhalten wir das in Fig. 1 dargestellte Bild. Dieses bleibt innerhalb eines beträchtlichen Druckbereiches bestehen; bei noch weiterer Druckerniedrigung aber beginnen helle Flecken zu erscheinen, wie ich sie in einer meiner Arbeiten[1]) beschrieben habe; dabei scheint sich die Leuchterscheinung in zwei Teile zu teilen, und das Aussehen ist das in Fig. 3 dargestellte.

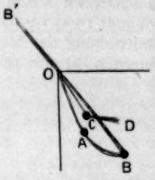


Fig. 3.

Das leuchtende Band, das bei den höheren Drucken der einzige Vertreter der Phosphoreszenz war, ist noch in seiner alten Lage zu sehen, obschon es nicht so hell ist, wie es war, als der Druck höher war; seine negative Fortsetzung bleibt noch bestehen. Wenn der Druck noch weiter herabgesetzt wird, so wird dieser Teil der Phosphoreszenz nebst seiner negativen Begleiterscheinung schwächer und schwächer, verändert aber seine Lage nicht, ein Zeichen dafür, daß die Geschwindigkeit der sie hervorrufenden Strahlen von der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden unabhängig ist. Wenn der Druck sehr niedrig ist, sieht das Band wie ein schwaches Nebelband aus, dem hellere Flecken übergelagert sind.

Die Beziehungen zwischen dem positiven und dem negativen Teile der Phosphoreszenzfiguren bei niedrigem Druck sind sehr interessant. Der tiefere, stärker abgelenkte Teil hat häufig zwei helle Flecke, A und B, für die beide $e/m = 10^4$ ist. Der eine Fleck bei A bewegt sich mit sinkendem Drucke allmählich längs einer parabolischen Bahn nach O, der Stelle des unabgelenkten Fleckes; der andere, nicht so scharf bestimmte, bei B, nimmt einen Punkt auf dem Phosphoreszenzband ein, das von den höheren Drucken her bestehen geblieben ist. Der negative Teil ist bei diesen tiefen Drucken kein Abbild des positiven Teiles, wie er es bei den höheren Drucken war, sondern bleibt in bezug auf Gestalt und Lage unverändert, wenn der Druck abnimmt, und wird dabei allmählich schwächer. Auf ihm findet sich keine Spur von dem Fleck A; dagegen ist der Fleck B bei B' zu sehen, und das leuchtende Band BB' läßt sich als ein gerader Streifen verfolgen, der dieselbe Lage einnimmt wie bei höheren Drucken, wo er der einzige sichtbare Teil der Phosphoreszenz war.

Auf der negativen Seite ist nichts, was dem Teil OCD auf der positiven entspricht, oder jedenfalls ist es, falls es vorhanden ist, so sehr viel schwächer, daß es mir niemals gelungen ist, mich von seinem Vorhandensein sicher zu überzeugen, selbst dann nicht, wenn der negative Teil OB' ganz hell war.

Meines Erachtens sind außerordentlich starke Gründe für den Nachweis vorhanden, daß das gerade Phosphoreszenzband, das bei höheren Drucken allein sichtbar ist, und das in ver-

1) Phil. Mag. (6) 13, 561, 1907.

minderter Stärke bestehen bleibt, wenn der Druck herabgesetzt wird, eine andere Ursache hat als die Phosphoreszenz, die sich als helle Flecke auf einem isolierten Phosphoreszenzstreifen zeigt, und die von Strahlen herrührt, deren Geschwindigkeit — im Gegensatze zu der Geschwindigkeit jener Strahlen, welche die erste Art der Phosphoreszenz hervorrufen — von der zwischen den Elektroden bestehenden Potentialdifferenz abhängt.

Solche Gründe liefern uns die nachstehenden Versuche. Der erste dieser Versuche zeigt die vollkommene Symmetrie zwischen dem positiven und dem negativen Teil der ersten Art von Phosphoreszenz und lehrt ferner, daß ein großer Teil dieser Phosphoreszenz von Sekundärstrahlen herrührt, die erzeugt werden, nachdem die Primärstrahlen durch die Kathode hindurchgegangen sind. Bei diesem Versuch waren das Magnetfeld und das elektrische Feld nicht, wie bei den früheren Versuchen, so angeordnet, daß ein Teilchen, wenn es einer magnetischen Kraft ausgesetzt war, auch gleichzeitig einer elektrischen ausgesetzt war, sondern sie waren so angeordnet, daß sie übereinander griffen. Die Pole MM des Elektromagnets waren näher an den Schirm herangeschoben, so daß sie auf der dem Schirme zugekehrten Seite über die parallelen Platten hinausragten, welche das elektrische Feld erzeugten. Bei dieser Anordnung tritt ein Teilchen, nachdem es den Raum zwischen den Platten verlassen hat, in ein Gebiet ein, in dem es magnetischen Kräften ausgesetzt ist, aber nicht elektrischen, wo es also in vertikalem Sinne abgelenkt wird, aber nicht in horizontalem. In diesem Falle ist das Aussehen, das der Phosphoreszenzfleck bei dem Drucke zeigt, bei dem es unter normalen Verhältnissen so sein würde, wie in Fig. 1 dargestellt, jetzt das in Fig. 4 veranschaulichte.

Fig. 4.

Es ist jetzt ein vertikaler Teil OA vorhanden; dieser rührt von Strahlen her, die vertikal abgelenkt worden sind, aber nicht horizontal, auf die also die magnetische Kraft eingewirkt hat, aber nicht die elektrische, und die daher zwischen dem Ende der parallelen Platten und dem Schirm hervorgebracht sein müssen. An das vertikale Stück OA schließt sich ein gekrümmter Teil AB an; dieser rührt von Strahlen her, die sowohl von der elektrostatischen als auch von der magnetischen Kraft abgelenkt worden sind. Die Strahlen, die auf das nahe bei A belegene Stück von AB fallen, sind innerhalb der parallelen Platten nahe an dem dem Schirme zunächst liegenden Ende erzeugt worden und sind nur auf einem kleinen Teile ihrer Bahn der elektrischen Kraft ausgesetzt gewesen. Je näher wir an B heranrücken, um so näher zur Kathode sind die entsprechenden Strahlen erzeugt worden, während die Strahlen ganz am Ende bereits erzeugt worden sind, ehe sie in den Raum zwischen den Platten gelangten; wir finden nämlich, daß sich das Ende B des Phosphoreszenzfleckes an derselben Stelle befindet, als ob die Wirkungsfelder der magnetischen und der elektrischen Kraft zusammenfallen.

Wenn wir die Richtung der elektrischen wie der magnetischen Kraft umkehren, so daß wir die negativ geladenen Teilchen auf den Teil des Schirmes gelangen lassen, den zuvor die positiven eingenommen hatten, so finden wir, daß das Phosphoreszenzband, das von den negativen Strahlen herrührt, an Gestalt, Größe und Lage eine genaue Wiedergabe des von den positiv geladenen Teilchen herrührenden ist.

Wenn man diesen Versuch wiederholt, während der Druck bis zu der Stufe erniedrigt worden ist, auf welcher die Phosphoreszenzerscheinung sich, wie in Fig. 3, in zwei Bänder spaltet, so ist der Gegensatz im Verhalten der beiden Bänder sehr lehrreich. Das untere Band (das heißt das Band, in dem die magnetischen Ablenkungen am größten sind) ist in der eben beschriebenen Weise gebogen und befindet sich unterhalb der Lage, die es einnahm, als das magnetische und das elektrische Feld zusammenfielen. Das Aussehen der Phosphoreszenzerscheinung wird durch die Fig. 5 wiedergegeben.

Fig. 5.

In dieser Figur zeigen die gestrichelten Linien die Lagen der Bänder an, wenn das Magnet-

feld und das elektrische Feld zusammenfallen, die ausgezogenen Linien ihre Lagen, wenn das Magnetfeld weiter an den Schirm herangeschoben ist. Die Gestalt des unteren Bandes läßt sich, wie wir gesehen haben, aus der Annahme erklären, daß es von Sekundärstrahlen herrührt, die beständig erzeugt werden, während die unabgelenkten Strahlen von der Kathode zum Schirm wandern. Die Gestalt des oberen Bandes läßt sich aus der Annahme erklären, daß es von Primärstrahlen herrührt, die durch die Kathode kommen, und daß diese nicht durch Sekundärstrahlen ergänzt werden, sondern im Gegenteil allmählich durch Vereinigung mit negativen Korpuskeln neutralisiert werden. Wenn das nämlich der Fall wäre, so sind die Strahlen, die den Schirm in der Nähe von O treffen, nicht, wie im früheren Falle, Strahlen, die nahe an den Enden des elektrischen und des magnetischen Feldes erzeugt worden sind, sondern Strahlen, die bald nach ihrem Eintritt in diese Felder neutralisiert worden sind. Da die Ablenkungen solcher Strahlen von den Kräften herrühren, die auf das geladene Teilchen wirken, unmittelbar nachdem es die Röhre verläßt und in den Raum zwischen den Platten eintritt, so wird die Wirkung eines weiteren Abrückens des Magnetfeldes von der Röhre in einer Verminderung der auf diese Teilchen wirkenden magnetischen Kraft bestehen, während die elektrische Kraft unverändert bleibt. Das wird offenbar dahin wirken, das Lichtband annähernder horizontal zu machen, als es war, ehe der Magnet weiter gerückt wurde, und wir ersehen aus der Fig. 5, daß dies gerade die hervorgebrachte Wirkung ist.

Das obere Band unterscheidet sich von dem unteren auch dadurch, daß mit ihm, soweit ich imstande gewesen bin, es zu beobachten, keinerlei negatives Stück verbunden ist.

Der Unterschied zwischen den Eigenschaften der Strahlen, welche die beiden Bänder bilden, wird auch durch folgenden Versuch dargetan: An Stelle eines Systems von Magnetpolen und parallelen Platten werden deren zwei zwischen die Kathode und den Schirm gestellt, und zwar so, daß die Felder in diesen Systemen jedes für sich erregt werden können. Die Ablenkung durch den der Kathode zunächst stehenden Magnet erfolgt in horizontaler, die durch den dem Schirme zunächst stehenden in vertikaler Richtung. Die elektrischen Felder stehen senkrecht auf den zugehörigen Magnetfeldern. Angenommen, das der Kathode zunächst befindliche Magnetfeld werde erregt; dann wird der Phosphoreszenzfleck zu einer horizontalen Linie ausgezogen werden, deren am stärksten abgelenkter Teil, B, von solchen Teilchen herrühren wird, die geladen waren, als sie durch die Kathode hindurchgingen. Jetzt möge der dem Schirm zunächst stehende Magnet erregt werden; dann wird die Erscheinung auf dem Schirme die in Fig. 6 dargestellte: Die Strahlen, die geladen waren, als sie durch das erste Feld gingen,

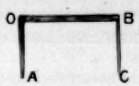


Fig. 6.

und die durch dieses abgelenkt wurden, werden noch weiter längs der Linie BC abgelenkt, aber außerdem hat der Strom neutraler Teilchen beim Durchlaufen der Strecke zwischen den beiden Magneten neue Sekundärstrahlen erzeugt, und diese werden längs OA abgelenkt. Somit finden wir alle die Strahlen, die geladen waren, als sie durch die Kathode hindurchgingen, auf der Linie BC, während OA ausschließlich aus jenen besteht, die nach dem Verlassen des ersten Magnets erzeugt worden sind oder ihre Ladung erworben haben. Wenn wir jetzt das elektrische Feld in dem dem Schirme zunächststehenden System einschalten, so finden wir, daß bei niedrigen Drucken der Teil BC, der aus Strahlen besteht, die geladen waren, als sie durch die Kathode hindurchgingen, in die beiden Bänder gespalten wird, von denen bereits die Rede gewesen ist, und die wir gesehen haben, als wir nur ein System elektrischer und magnetischer Kräfte benutzten. Das Band OA hingegen, das von Strahlen herrührt, die näher an dem Schirm erzeugt worden sind, als der erste Magnet steht, gabelt sich nicht, sondern besteht aus nur einem Zweige, für den der Höchstwert von $e/m = 10^4$ ist. Fig. 7 zeigt das Aussehen der Phosphoreszenzerscheinung.

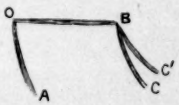


Fig. 7.

Ich habe bisher nur von zwei Bändern gesprochen; wenn aber der Druck niedrig ist, scheinen bei diesen großen Röhren für jedes einzelne Gas in der Röhre entsprechende parabolische Bänder vorhanden zu sein. Durch Verwendung sehr empfindlicher Schirme ist es mir gelungen, die entsprechenden Bänder für Wasserstoff, Helium, Kohlenstoff, Luft, Sauerstoff, Neon und Quecksilberdampf zu entdecken. Das Bild auf dem Schirm bei Vorhandensein mehrerer

Gase in der Röhre gleicht fast einem Spektrum, und ich glaube, daß dieser Effekt ein wertvolles Mittel zur Analyse der Gase in der Röhre und zur Bestimmung ihrer Atomgewichte liefern kann. Wir haben ein Band auf dem Schirm, das einem Werte von e/m von rund $\frac{1}{7} \times 10^4$ entspricht und von der Luft in der Röhre herrührt. Die Anordnung, die ich dabei gerade benutzte, war nicht für die Anwendung der stärksten Magnetfelder geeignet, und ich konnte nicht entdecken, daß dieser Fleck doppelt war und sein einer Bestandteil dem Stickstoffatom, der andere dem Sauerstoffatom entsprach. Als ich jedoch Kohlenoxyd in die Röhre brachte, war das Band in diesem Gebiete deutlich doppelt, obgleich seine Komponenten sehr dicht beisammen lagen, und zwar entsprach, wie ich glaube, die eine Komponente dem Sauerstoff, die andere dem Kohlenstoff.

Ein interessanter Punkt bei diesen Versuchen ist der Umstand, daß die hellen Flecken auf den Bändern alle in derselben vertikalen Linie liegen, ein Zeichen dafür, daß die elektrostatische Ablenkung bei ihnen allen dieselbe ist, und daß daher die Energie der Teilchen, welche die den verschiedenen Gasen entsprechenden hellen Flecke bilden, von einem Fallen durch dieselbe Potentialdifferenz herrührt. Die Geschwindigkeit der Strahlen, welche diese hellen Flecke bilden, ändert sich mit der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden.

Die hellen Flecke stammen nach meiner Ansicht aus dem negativen Glimmlicht an der äußeren Grenze des dunklen Raumes; sie werden durch jede Vorkehrung geschwächt, welche dem in gerader Linie vor der Kathode liegenden Teile des negativen Glimmlichtes den freien Zutritt zur Kathode beschränkt. Wenn beispielsweise die Anode A eine der Kathode gegenübergestellte Scheibe ist, so erscheinen die Flecke nur dann, wenn die Anode so weit zurückgerückt wird, daß sie außerhalb des dunklen Raumes steht; das von der Sekundärstrahlung herrührende kontinuierliche Band ist jedoch gut entwickelt, wenn die Anode vorgeschoben wird.

Eine weitere interessante Eigentümlichkeit dieser hellen Bänder besteht darin, daß mit einigen von ihnen negative Schweife verbunden sind, mit anderen dagegen nicht. Dies wird aus Fig. 8 ersichtlich. Diese Figur gibt die Erscheinung in einer Röhre wieder, die Quecksilberdampf, Luft, Helium und Wasserstoff enthält; a, b, c, d sind die diesen Stoffen entsprechenden Flecke; der Fleck f liegt auf dem Stück, das von der Sekundärstrahlung herrührt. Wie man bemerkt, hat diese Sekundärstrahlung

Fig. 8.

einen negativen Schweif; den leichteren Elementen entsprechen keine Schweife, aber die Bänder der Luft und des Quecksilbers haben einen gut entwickelten Schweif.

Die Einzelheiten über die Messungen der Werte von e/m für die verschiedenen Elemente werde ich am Schlusse dieser Arbeit mitteilen. Hier sei indessen erwähnt, daß, mit Ausnahme des Wasserstoffes, sämtliche geladenen Teilchen der verschiedenen Gase Atome und nicht Moleküle des betreffenden Gases zu sein schienen. Wenn man mit den schwereren Atomen arbeitet, so ist es wünschenswert, sehr starke Magnetfelder zu haben, sonst ist die magnetische Ablenkung sehr klein. Ich bin mit Vorbereitungen zu Versuchen beschäftigt, bei denen die magnetischen Kräfte viel größer sein werden, als die bisher von mir benutzten.

Die vorstehenden Betrachtungen zeigen meiner Ansicht nach, daß wir die positiven Strahlen in folgende Klassen einteilen können:

1. Die unabgelenkten Strahlen; das sind Strahlen, die durch elektrische und magnetische Kräfte nicht beeinflußt werden; wir können die Geschwindigkeit dieser Strahlen und ihren Wert von e/m nicht direkt bestimmen.

2. Sekundärstrahlen, die von diesen unter **1** genannten Strahlen erzeugt werden. Wenn die Strahlen der ersten Gattung durch ein Gas gehen und gegen die Moleküle prallen, so erzeugen sie Sekundärstrahlen; ob sie dies tun, indem sie selbst zersplittern, oder indem sie die Moleküle, gegen die sie treffen, dissoziieren, ist ungewiß. Die Strahlen dieser Klasse haben eine konstante Geschwindigkeit von rund 2×10^8 cm/sec; sie haben einen konstanten Höchstwert von $e/m = 10^4$, einerlei, wie groß die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden sein mag. Bei höheren Drucken, und wenn die Entladungsröhre klein

ist, überwiegen diese Strahlen und überschwemmen die andern; sie werden schwächer und schwächer in dem Maße, wie der Druck unter einen gewissen Betrag herabgemindert wird. Wir wollen diese Art von Strahlen sekundäre positive Strahlen nennen.

3. Strahlen, die für die Gase in der Röhre charakteristisch sind. Diese Strahlen werden bei niederen Drucken sichtbar; sie rufen helle Flecke auf dem Schirm hervor; mit jedem Fleck ist ein dünnes parabolisches Lichtband verbunden, und die einzelnen Bänder bilden eine Art Spektrum, das für die Gase in der Röhre charakteristisch ist. Die Geschwindigkeit dieser Strahlen hängt von der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden ab, und der Wert von e/m ist dem Atomgewicht des Gases, aus dem sie stammen, umgekehrt proportional. Ihre kinetische Energie ist die von der Potentialdifferenz zwischen dem negativen Glimmlicht und der Kathode herrührende; in einem Gasgemische ist die elektrostatische Ablenkung der aus jedem einzelnen Gase stammenden Strahlen dieselbe.

Die rückläufigen Strahlen, die von der Kathode ausgehen und von dieser in derselben Richtung fortwandern wie die Kathodenstrahlen, gehören den Klassen **1** und **2** an. Ich habe bei den rückläufigen Strahlen niemals die für die Klasse **3** charakteristischen hellen Flecke gesehen.

Außer den positiv geladenen Strahlen finden sich negativ geladene von der zweiten und in manchen Fällen von der dritten Art. Die verschiedenen Gase zeigen große Verschiedenheiten in der Helligkeit der negativen Schweife, die mit den den Atomen des Elementes eigentümlichen Strahlen verbunden sind; einige Elemente zeigen den negativen Schweif leicht, während ich ihn bei anderen niemals gesehen habe.

Wenn wir annehmen, daß die unabgelenkten Strahlen durch die Wiedervereinigung positiver und negativer Teilchen gebildet werden, und daß diese durch Zusammenstoß mit den Molekülen des von ihnen durchlaufenen Gases Strahlen der Gattung **2** bilden, und zwar entweder, indem sie selbst zersplittern, oder indem sie die Moleküle, gegen die sie anprallen, dissoziieren, so können wir erklären, warum die Geschwindigkeit dieser Strahlen von der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden in der Röhre unabhängig sein muß. In erster Linie nämlich werden sich die positiven und negativen Ladungen nur dann vereinigen, wenn ihre relative Geschwindigkeit unter einen gewissen Wert sinkt, der nicht von der Stärke des elektrischen Feldes abhängt; zweitens würden sie, wenn die Geschwindigkeit kleiner sein würde als ein Grenzwert, sich nicht selbst dissoziieren können, noch würden sie andere Moleküle durch Zusammenstöße dissoziieren können, wenn sie sich durch ein Gas bewegen. Die erste Bedingung liefert eine obere Grenze für die Geschwindigkeit, die zweite eine untere, und beide sind von der Stärke des elektrischen Feldes unabhängig.

Ich werde nunmehr dazu übergehen, die Einzelheiten über die Messungen der Werte von e/m und v mitzuteilen. Diese Konstanten wurden durch Messung der magnetischen und der elektrostatischen Ablenkung der Strahlen bestimmt. Wenn y die Ablenkung infolge der magnetischen Kraft ist, e die Ladung an dem Teilchen, und v seine Geschwindigkeit, so ist

$$y = \frac{e}{mv} \int_0^l (l - x) H dx,$$

wo x die längs des unabgelenkten Strahles gemessene Entfernung vom Ende der Röhre ist, durch welche die Strahlen in das Magnetfeld eintreten, H die magnetische Kraft im Punkte x, und l die Entfernung des Schirmes vom Ende dieser Röhre. Der Wert des Gliedes

$$\int_0^l (l - x) H dx$$

wurde bestimmt durch Messung der magnetischen Induktion in einer dreieckigen Spule, deren Grundfläche am Ende der Röhre, und deren Scheitel am Schirme lag[1]). Wenn n die Anzahl der Windungen auf dieser Spule, d ihre Basis und l das Lot vom Scheitel auf die Basis, sowie I die magnetische Induktion in der Spule ist, so ist

$$I = \frac{n l}{d} \int_0^l (l - x) H dx;$$

wenn wir also I kennen, so können wir den Wert des Integrals ableiten. Die Spule wurde so schmal gemacht, daß bei einem gegebenen Werte von x die magnetische Kraft über die ganze Spule konstant war.

Die Induktion wurde mittels eines Grassotschen Fluxmeters gemessen, wobei zwecks größerer Genauigkeit ein von der Rückseite des Instruments reflektierter Lichtstrahl statt der üblichen Zeiger- und Skalenanordnung benutzt wurde.

Das Fluxmeter wurde auf folgende Weisen geeicht: Einmal wurde mit ihm die Induktion in dem einen von zwei koaxialen Solenoiden gemessen, wenn ein bekannter Strom in dem andern unterbrochen wurde; der Koeffizient der gegenseitigen Induktion für diese beiden Spulen

1) Phil. Mag., November 1909.

war von Herrn Searle sorgfältig bestimmt worden. Zweitens wurde es mit Hilfe eines Duddellschen Induktionsmessers geeicht, der am National Physical Laboratory geeicht worden war, und den mir die Cambridge Scientific Instrument Co. freundlichst geliehen hatte. Die beiden Methoden lieferten Ergebnisse, die bis auf weniger als 1 v. H. miteinander übereinstimmten.

Was die elektrostatische Ablenkung angeht, so müssen wir der Unregelmäßigkeit des Feldes in der Nähe der Plattenränder Rechnung tragen; der Fall ist einer von denen, für welche die Schwartzsche Transformation

$$\frac{dz}{dt} = C\,\frac{t}{t+1},$$

wo

$$z = x + iy$$

ist, oder

$$x + iy = C(t - \log(1+t) + i\pi),$$

$$\frac{dw}{dt} = \frac{B}{t+1},$$

wo

$$w = \varphi + i\psi$$

ist, oder

$$\varphi + i\psi = B\{\log(1+t) - i\pi\}$$

eine vollständige Lösung liefert, wo

$$y = C\pi$$

die Gleichung für eine und

$$y = -C\pi$$

die Gleichung für die andere Ebene und

$$y = 0$$

die Ebene in der Mitte zwischen ihnen ist; ψ ist das Potential und φ die Stromfunktion, $2B\pi$ die Potentialdifferenz zwischen den Platten. Das Bereich von t über eine der halbunendlichen Ebenen und die Ebene mitten zwischen ihnen ist in Fig. 9 dargestellt. t reicht auf der oberen

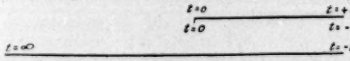


Fig. 9.

Fläche der halbunendlichen Platte von $+\infty$ bis 0, auf der unteren Fläche von $t = 0$ bis -1 und auf der Ebene mitten zwischen den beiden Platten von $t = -1$ bis $t = -\infty$.

Wir wollen annehmen, daß die unabgelenkte Bahn des Teilchens in dieser Mittelebene liegt. Die Bewegungsgleichung ist

$$m\frac{d^2y}{dt^2} = Ye,$$

oder angenähert

$$mv^2\frac{d^2y}{dx^2} = Ye,$$

wo Y die elektrische Kraft senkrecht zu den Platten,

$$Y = \frac{d\psi}{dy} = \frac{d\varphi}{dz}$$

ist.

Folglich ist

$$mv^2\frac{d^2y}{dx^2} = e\frac{d\varphi}{dx},$$

also

$$mv^2\frac{dy}{dx} = e(\varphi_P - \varphi_0),$$

wo $\frac{dy}{dx}$ der Wert von $\frac{dy}{dx}$ in einem Punkte P ist; φ_P ist der Wert von φ in P und φ_0 der Wert von φ an der Stelle, wo die Strahlen das in die Kathode eingelassene enge Rohr verlassen; es wird angenommen, daß der Wert von $\frac{dy}{dx}$ an dieser Stelle null sei. Wenn also y die Verschiebung des Teilchens auf dem Schirm ist, so ist

$$mv^2 y = \int_0^{-l} e(\varphi_P - \varphi_0)\,dx$$

$$= e\int_0^{-l} \varphi_P\,dx + el\varphi_0,$$

wo l der Abstand des Schirmes vom Ende des Rohres ist. Längs der Mittelebene ist

$$\frac{dx}{dt} = \frac{Ct}{t+1},$$

$$\varphi_P = B\log(1+t);$$

folglich ist

$$e\int_0^{-l} \varphi_P\,dx = eBC\int \frac{t}{t+1}\log(1+t)\,dt$$

$$= eBC\Big[(1+t)\log(1+t) - (1+t) - \frac{1}{2}\log^2(1+t)\Big]_0^A,$$

wo sich A auf den Schirm, 0 auf das Ende des Rohres bezieht.

Folglich ist

$$\frac{mv^2}{e}y = BC\Big[(1+t)\log(1+t) - (1+t) - \frac{1}{2}\log^2(1+t)\Big]_0^A + B\log(1+t_0)\,l.$$

Wenn der Abstand des Rohrendes vom Plattenrande ein beträchtliches Vielfaches des

Abstandes zwischen den Platten ist, so ist ein Näherungswert von t_0 der Wert (-1).

Es sei $t_0 = -1 - \xi$ und b der Abstand des Rohrendes vom Plattenrande; dann ist

$$b = C(-1 - \xi - \log \xi);$$

eine angenäherte Lösung dieser Gleichung ist

$$\xi = e^{-\left(\frac{b+C}{C}\right)},$$

$$\log(1 + t_0) = -\left(\frac{b+C}{C}\right).$$

Wenn d der Abstand des Schirmes vom Plattenrande ist, so wird t_A durch die Gleichung

$$-d = C(t_A - \log(1 + t_A))$$

gegeben, und wenn d groß gegenüber C ist, so können wir leicht durch fortschreitende Näherung eine Lösung dieser Gleichung erhalten.

Im Verlaufe der Versuche wurden zwei Plattensätze benutzt. Für einen Satz von 2,5 cm Länge und 0,2 cm gegenseitigem Abstand war

$$C\pi = 0{,}1,$$
$$b = 2{,}5,$$
$$d = 6{,}2,$$
$$l = 8{,}7;$$

für diese Platten finden wir:

$$t_A = -189{,}46 \log(1 + t_0) = -79{,}5;$$

das ergibt:

$$y = \frac{e}{mv^2} X \cdot 19{,}7,$$

wo X die Potentialdifferenz dividiert durch den gegenseitigen Abstand der Platten ist.

Für das zweite Plattenpaar von 5,0 cm Länge und 3 cm gegenseitigem Abstand ist

$$C\pi = 0{,}15,$$
$$b = 5{,}0,$$
$$d = 3{,}7,$$
$$l = 8{,}7;$$

für dieses Paar ist

$$t_A = -73{,}42 \log(1 + t_0) = -105{,}7,$$

folglich

$$y = \frac{e}{mv^2} X \cdot 32{,}2.$$

Wir wollen nun zur Betrachtung der Werte von $\frac{e}{m}$ für die verschiedenen Strahlengattungen übergehen. Zunächst betrachten wir die Sekundärstrahlen. Die Werte von e/m wurden gemessen, als ein scharf ausgeprägter Fleck vorhanden war, der sowohl auf der positiven als auch auf der negativen Seite sichtbar war (es ist der Fleck f in Fig. 8). Wenn die Bedingungen zur genauen Messung am günstigsten waren, ergab sich, daß eine Steigerung der Potentialdifferenz zwischen den Platten von 100 auf 200 Volt die horizontale Ablenkung des Flecks bei Verwendung des zweiten Plattensystems um 3 Millimeter vermehrte. Dagegen wurde eine Vermehrung der vertikalen Ablenkung um 3 Millimeter durch eine Steigerung des durch den Elektromagnet fließenden Stromes um 1 Ampere erzeugt. Die Messungen der magnetischen Induktion mit dem Fluxmeter ergaben, daß diese Steigerung der Stromstärke einer Zunahme des Wertes von

$$\int_0^l (l - x) H \, dx$$

um $5{,}05 \times 10^4$ entsprach; somit erhalten wir:

$$0{,}3 = \frac{e}{mv} \times 5{,}05 \times 10^3,$$

$$0{,}3 = \frac{e}{mv^2} \times \frac{10^{10}}{3} \times 32{,}2,$$

und das ergibt:

$$v = 2{,}1 \times 10^8,$$
$$e/m = 1{,}24 \times 10^4.$$

Es ergab sich, daß die Werte von e/m für diesen Fleck immer etwas größer als 10^4 wurden, und da der Fleck nicht ganz am äußersten Ende des von den Sekundärstrahlen herrührenden geraden Phosphoreszenzbandes lag, so würde der Wert von e/m für die Strahlen an der Spitze dieses Bandes noch größer sein; für die Spitze beliefen sich die Werte von e/m bis auf $1{,}5 \times 10^4$; da aber die Spitze einigermaßen schlecht definiert ist, so konnten die Werte von e/m für sie nicht mit derselben Genauigkeit gemessen werden, als wenn ein Fleck da war. Die größeren Werte von e/m waren bei den negativen Sekundärstrahlen häufiger als bei den positiven; diese größeren Werte würden sich erklären, wenn einige der Teilchen auf einem Teile ihrer Bahn eine doppelte Ladung erworben hätten.

Für den Fleck e betrug die magnetische Ablenkung bei einem Strom von 2 Ampere im Elektromagnet

$$\left(\text{Wert von } \int_0^l (l - x) H \, dx = 1{,}1 \times 10^4\right)$$

4,4 Millimeter, und bei 200 Volt war eine elektrostatische Ablenkung von 3,5 Millimetern vorhanden. Das ergibt:

$$0{,}44 = \frac{e}{mv} \times 1{,}01 \times 10^4,$$

$$0{,}35 = \frac{e}{mv^2} \times \frac{2 \times 10^{10}}{3} \times 32{,}2;$$

oder:

$$v = 2{,}66 \times 10^8,$$
$$e/m = 1{,}16 \times 10^4.$$

Der Wert von v für diesen Fleck hängt vom Druck in der Röhre ab. Der Fleck d hatte dieselbe elektrostatische Ablenkung wie der Fleck e, so daß sich die Werte von e/m für die Flecke d und e wie die Quadrate der magnetischen Ablenkungen verhalten werden.

Die entsprechenden magnetischen Ablenkungen für d und e und die Quadrate ihres Verhältnisses sind in nachstehender Tabelle enthalten.

Ablenkung von e	Ablenkung von d	Quadrat des Verhältnisses
3,5	2,5	1,96
5,3	3,7	2,06
6,8	4,7	2,09
6,0	4	2,25
7,0	5	1,95

Sonach ist der Wert von e/m für d halb so groß wie für e; wenn daher die Ladungen dieselben sind, so ist die Masse der Träger, die den Fleck d erzeugen, zweimal so groß wie die jener, die den Fleck e erzeugen; somit schreiben wir d dem Wasserstoffmolekül zu.

Der Fleck c ist der Heliumfleck, und der Wert von e/m ist, wie ich in meiner früheren Arbeit gezeigt habe, $^1/_4$ des entsprechenden Wertes für den Fleck e.

Wir können die Masse der Träger für den Fleck b mit jener der Träger für den Fleck d vergleichen, indem wir die magnetischen Ablenkungen vergleichen; die entsprechenden Werte sind:

Ablenkung von d	Ablenkung von b	Quadrat des Verhältnisses
9,0	3,3	7,4
4,7	1,8	6,8
9,2	3,5	6,9
9,5	2,4	7,8
8,0	3	7,1

Wenn daher die Ladungen dieselben sind, ist die Masse der Träger für b ungefähr siebenmal so groß wie die jener von d; wenn, wie angenommen, der Träger von d das Wasserstoffmolekül ist, dann wird der Träger von b ein Atom Stickstoff oder Sauerstoff sein. Ich neige zu der Annahme, daß dieser Fleck doppelt ist und durch Anwendung stärkerer Magnetfelder aufgelöst werden wird.

Als die Luft in der Röhre durch CO ersetzt wurde, war ein Fleck an annähernd derselben Stelle wie b vorhanden; bei Erhöhung der Feldstärke wurde er in zwei Flecke mit den magnetischen Ablenkungen 6,0 und 5,3 mm aufgelöst; das Quadrat des Verhältnisses dieser Ablenkungen ist 1,28, das Verhältnis der Atomgewichte von O und C ist 1,33, und das stimmt mit dem vorstehenden Werte innerhalb der Genauigkeit der Versuche überein. Der Fleck a wurde mit b verglichen, und die entsprechenden magnetischen Ablenkungen sind:

Ablenkung von b	Ablenkung von a	Quadrat des Verhältnisses
5,0	1,5	11,1
5,0	1,3	13,6
		Mittel: 12,35

Für Quecksilberdampf wäre das Quadrat des Verhältnisses 14 gewesen, wenn der Fleck b von Stickstoff herrührte, 12, wenn er von Sauerstoff herrührte. Die Ablenkung des Flecks a war bei der verfügbaren magnetischen Kraft zu klein, um genaue Messung zuzulassen, aber es kann, wie ich glaube, kaum zweifelhaft sein, daß der Fleck a von Quecksilberdampf herrührt. Er verschwindet sehr schnell, wenn man flüssige Luft um etwas in einem seitlichen Rohr untergebrachte Holzkohle bringt.

Wir sehen also, daß unter der Annahme, daß die Ladungen gleich sind, alle Träger mit Ausnahme jener für den Fleck d sich im Atomzustande befinden; das ist ein sehr bemerkenswertes Ergebnis, das eine bedeutende Tragweite für die Dissoziation der Gase in der Entladungsröhre hat. Es wird interessant sein, die verschiedenen Elemente aus Verbindungen verschiedener Art frei zu machen, in denen sie verschiedene Wertigkeit haben, sowie aus Kohlenstoffverbindungen, wo die Bindungen verschieden sind, und dann zu sehen, ob der Wert von e/m ungeändert bleibt.

Das Fehlen des negativen Teiles der Phosphoreszenz deutet auf einen Widerstand seitens der Atome einiger Gase gegen die Annahme einer negativen Ladung; dies geht auch aus der Entdeckung von Franck hervor, daß in einigen Gasen, von denen Sauerstoff sorgfältig ferngehalten worden war, die Geschwindigkeit des negativen Ions viele Male größer war, als wenn Sauerstoff zugelassen war, während das positive Ion nicht beeinflußt wurde. Dies deutet darauf hin, daß das negative Korpuskel sich nicht leicht an die Moleküle dieser Gase anheftet.

Ich hatte im Verlaufe der Arbeit Gelegenheit, die sekundären Kanalstrahlen zu untersuchen, die entstehen, wenn primäre Kanalstrahlen gegen eine Metallplatte treffen. Ich fand, daß die sekundären Kanalstrahlen, die nach allen Richtungen hin ausgesandt wurden, größtenteils ungeladen waren, daß aber ein kleiner Bruchteil eine positive Ladung trug.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn

F. W. Aston vom Trinity College zu Cambridge und Herrn E. Everett für den freundlichen Beistand zu danken, den sie mir bei diesen Versuchen geliehen haben.

W. A. Bone, Bericht über die Gasverbrennung.

Dieser Bericht bezweckt eine Zusammenfassung der Ergebnisse der hauptsächlichen Untersuchungen über die chemischen Seiten der Gasverbrennung aus den letzten drei Jahrzehnten.

Der Referent begann seinen Bericht mit einer Besprechung der Entzündungstemperatur bei der Verbrennung. Bis vor ganz kurzer Zeit wichen die hierüber gewonnenen Ergebnisse sehr stark voneinander ab. Der Grund hierfür war, daß bereits bei einer unterhalb des Entzündungspunktes liegenden Temperatur eine chemische Umsetzung erfolgen kann. Es kommt daher bei diesen Versuchen darauf an, dieses Vorstadium nach Möglichkeit auszuschließen. Diese Schwierigkeit haben H. B. Dixon und H. F. Coward dadurch überwunden, daß sie einen Apparat benutzten, in dem das brennbare Gas einerseits und die Luft oder der Sauerstoff andererseits getrennt voneinander auf die Temperatur der Hülle erhitzt wurden, ehe ihnen die Möglichkeit geboten wurde, sich miteinander zu mischen. Auf diese Weise gelang es Dixon und Coward, die Entzündungstemperaturen einer Anzahl von Gasen bei Atmosphärendruck innerhalb enger Grenzen festzulegen.

Unter Zugrundelegung der von Joly gefundenen Werte für die spezifische Wärme des Wasserstoffs und der Luft bei hohen Drucken berechnet Dixon die Entzündungstemperatur für elektrolytisches Knallgas aus seinen Versuchen über die adiabatische Kompression zu 557^0. Aus seinen Ergebnissen scheint auch hervorzugehen, daß weitere Zusätze von Sauerstoff zum Knallgas die Entzündungstemperatur regelmäßig erniedrigen.

Was die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Flammen in Gasgemischen angeht, so war Bunsen der erste, der über diesen Punkt Messungen angestellt hat. Es ist in neuerer Zeit nachgewiesen worden, daß seine Ergebnisse nur für die Anfangsstufen einer Explosion gelten, wo sich die Gase mit verhältnismäßig geringen Geschwindigkeiten im Vergleich zu den für die Detonation charakteristischen verbinden. Im Jahre 1881 haben Berthelot und unabhängig von ihm Mallard und Le Chatelier entdeckt, daß die Anfangsgeschwindigkeit der Entflammung sehr rasch wächst und schließlich die außerordentlich viel höhere konstante Geschwindigkeit der „Explosionswelle“ erreicht. Mallard und Le Chatelier haben bereits die Anfangsphasen der Gasexplosion photographisch aufzuzeichnen versucht. H. B. Dixon hat in neuerer Zeit diese Untersuchungen sehr gefördert. Seine Methode bestand darin, die in einer horizontalen Röhre fortschreitende Explosionsflamme auf einem hochempfindlichen Film zu photographieren, der mit einer konstanten hohen Geschwindigkeit in vertikaler Richtung rotierte. Es erwies sich dadurch als möglich, den Verlauf einer Explosion von ihrem Entstehungspunkte an zu analysieren bis zu dem Punkte, wo sie schließlich ihre größte Kraft und ihre größte Geschwindigkeit in der Detonation erreicht. Dabei entdeckte er auch die (unabhängig von ihm im Jahre 1900 von Le Chatelier entdeckte) „Retonationswelle“, die vom Ausgangspunkt der Detonation durch die noch brennenden Gase zurückgeworfen wird.

Fig. 1.

Die Figuren 1 und 3 zeigen solche Aufnahmen; das Schema in Fig. 2 analysiert die Aufnahme in Fig. 1. Fig. 1 wurde bei einem Versuch aufgenommen, bei dem ein Gemisch $CS_2 + 5\,O_2$ wenige Zoll von dem geschlossenen Rohrende zur Entzündung gebracht wurde. Die Flamme setzt im Punkte O ein und entsendet nach beiden Richtungen durch die Röhre unsichtbare Kompressionswellen, die

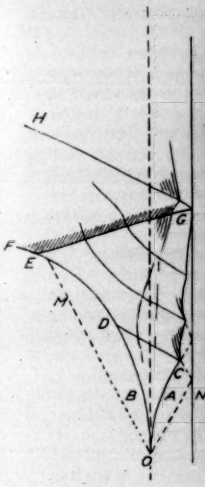


Fig. 2.

Fig. 3.

mit Schallgeschwindigkeit durch die unverbrannten Gase vor der Flamme herlaufen, wie die gestrichelten Linien OM und ON in Fig. 2 andeuten. Die Flamme selbst wandert zunächst langsamer als die Kompressionswellen und beschreibt die Kurven OA und OB. Wenn die Kompressionswelle ON das geschlossene Rohrende erreicht, wird sie als NC zurückgeworfen und verzögert beim Zusammentreffen mit der noch in der Richtung OA wandernden Flamme deren Gang; sie geht dann weiter durch die heißen und vermutlich noch brennenden Gase als sichtbare Welle CD. Einen Augenblick später überholt sie die Front der in der Richtung OB wandernden Flamme, beschleunigt diese dabei und erhöht infolge der beschleunigten Verbrennung deren Leuchtkraft. Die Flamme setzt dann ihre Bewegung mit schnell wachsender Geschwindigkeit fort, bis im Punkte E die Detonation einsetzt. Von diesem Punkte wird eine stark leuchtende Kompressionswelle EG, die „Retonationswelle", durch die noch brennenden Gase zurückgeworfen, die, wenn sie das nahe Rohrende erreicht, wiederum als GH reflektiert wird. Die „Detonationswelle" EF geht durch das Gemisch mit ihrer charakteristischen gleichförmigen hohen Geschwindigkeit und starken Leuchtkraft weiter. — Bei dem in Fig. 3 aufgenommenen Versuch wurde ein Gemisch $C_2N_2 + O_2$ nahe am geschlossenen Rohrende entzündet.

Für gewöhnlich ist die Geschwindigkeit der Detonationswelle größer als die der Retonationswelle, und beide sind viel größer als die Schallgeschwindigkeit. —

Formeln für die Geschwindigkeit von Explosionswellen sind von Berthelot, H. B. Dixon und D. L. Chapman aufgestellt worden.

Berthelot meinte, daß die mittlere Translationsgeschwindigkeit der Moleküle der Verbrennungsprodukte, welche die gesamte der bei der Reaktion entwickelten Wärme entsprechende kinetische Energie enthalten, als die maximale Grenzgeschwindigkeit der Fortpflanzung der Explosionswelle, ϑ, angesehen werden könne. Das würde für ϑ in m/sec die Gleichung

$$\vartheta = 29{,}354 \sqrt{\frac{T}{\varrho}}$$

ergeben, wo T die absolute Temperatur und ϱ die Dichte der Produkte, bezogen auf Luft, ist. Bei der Berechnung von T nahm Berthelot fälschlich an: 1. daß die spezifischen Wärmen der Produkte unabhängig von der Temperatur und gleich der Summe der spezifischen Wärmen der reagierenden Gase seien; 2. daß die Gase unter konstantem Druck brennen. Berthelot meinte ferner, daß infolge der erzeugten hohen Drucke die Dissoziation keine merkliche Rolle bei der Welle spiele.

Dixon hat die Theorie von Berthelot durch folgende Annahmen modifiziert: 1. daß die Explosionswelle durch Bewegung von Molekülen getragen wird, deren Dichte mitten zwischen jener der Verbrennungsprodukte und jener der unverbrannten Gase liegt; 2. daß die Gase unter konstantem Volumen erhitzt werden; 3. daß die Temperatur des Gases, in dem sich die Welle ausbreitet, doppelt so hoch ist wie die von der chemischen Reaktion allein herrührende; 4. daß die Temperatur steigt, wenn das chemische Volumen größer, und sinkt, wenn es kleiner ist als das der unverbrannten Gase; und 5. daß die Geschwindigkeit einer Schallwelle nur das 0,7 fache der mittleren Geschwindigkeit der Moleküle im Gase ist. Die Formel von Dixon wird daher:

$$V = 0{,}7 \times 29{,}354 \sqrt{\frac{\left(2\frac{Q}{C_v} + T\right)\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1}}{\varrho}},$$

wo Q die durch die Reaktion entwickelte Wärme ist, v_2 und v_1 die chemischen Volumina der Produkte bzw. der unverbrannten Gase sind, ϱ die mittlere Dichte der Produkte und des unverbrannten Gases, C_v die spezifische Wärme der Produkte bei konstantem Volumen (von Dixon fälschlich als von der Temperatur unabhängig angenommen), T die Temperatur in

^0C. und γ das Verhältnis der spezifischen Wärmen ist.

Chapman entwickelte 1899 eine Formel für Explosionsgeschwindigkeiten aus der Riemannschen Gleichung für die Fortpflanzung einer plötzlichen Dichte- und Druckänderung in einem Gase unter der Annahme, daß sich eine solche Änderung ohne Änderung des Typus fortpflanzen kann. Danach ist die Explosionswelle als eine Kompressionswelle anzusehen, die nicht in einem homogenen Medium fortschreitet, sondern in einem Medium, das in der Nähe der Wellenfront diskontinuierlich ist. Es wird angenommen: 1. daß die Wellenfront ihren Charakter nicht ändert, oder mit anderen Worten, daß alle Teile der Welle mit derselben Geschwindigkeit wandern; 2. daß die Geschwindigkeit die niedrigste mit der Annahme 1 vereinbare Geschwindigkeit ist; 3. daß im Punkte größten Druckes die bei der Fortpflanzung der Welle in Frage kommende chemische Änderung vollständig ist. Chapman erhält für die Geschwindigkeit der Explosionswelle in cm/sec den Wert:

$$V=\sqrt{\frac{2RJ}{\mu C_v^2}\left[\frac{1}{2}(m-n)C_p+mC_v\right]C_p t_0+(C_p+C_v)h},$$

wo R die Gaskonstante (1,985), J das dynamische Wärmeäquivalent (42×10^6 Erg), μ die Anzahl der Grammäquivalente des explodierten Gemisches (z. B. 58 bei $C_2H_2+O_2$) ist, n und m die Anzahl der Gasmoleküle vor und nach der chemischen Änderung in der Welle, C_p und C_v die mittleren spezifischen Wärmen der Produkte bei konstantem Druck und bei konstanter Temperatur sind, h die gesamte in der Welle erzeugte Wärme, und t_0 die absolute Anfangstemperatur des explodierten Gemisches ist. —

Was den Druck angeht, der durch Gas-Explosionen erzeugt wird, so herrscht zwischen den gefundenen und den berechneten Werten für den Maximaldruck große Unstimmigkeit. Diese Unstimmigkeit führen die verschiedenen Forscher auf eine oder mehrere der nachstehenden Ursachen zurück:

1. auf die ausgesprochene Zunahme der spezifischen Wärmen des Wasserdampfes und der Kohlensäure bei steigender Temperatur;

2. auf den Umstand, daß bei gewöhnlichen Gasexplosionen, wo die Detonation nicht bestimmt worden ist, die Verbrennung keineswegs augenblicklich verläuft und vielleicht innerhalb der zur Erreichung des Maximaldruckes erforderlichen Zeit nicht vollendet ist;

3. auf Energieverlust durch direkte Strahlung;

4. auf Dissoziation der Produkte (Wasserdampf und Kohlensäure). —

Während der letzten 30 Jahre ist der Einfluß der Feuchtigkeit auf die Verbrennung eingehend untersucht worden. In manchen Fällen, wie bei Kohlenoxyd und Sauerstoff, findet eine Verbrennung nur bei Gegenwart einer Spur von Feuchtigkeit statt. H. B. Baker hat gezeigt, daß eine große Anzahl von Wechselwirkungen zwischen Gasen durch die Gegenwart von Feuchtigkeit entweder bedingt oder sehr beschleunigt wird. Die zur Einleitung solcher chemischer Umwandlungen tatsächlich erforderliche Feuchtigkeitsmenge ist überraschend klein.

Es gibt indessen sicher festgestellte Fälle, wo die Verbrennung nicht durch die Gegenwart von Feuchtigkeit bedingt wird, nämlich die Verbrennung von Cyangas, von Schwefelkohlenstoff und von Kohlenwasserstoffen.

Im Zusammenhange hiermit ist der Punkt von Wichtigkeit, daß getrocknetes Kohlenoxyd und Sauerstoff sich in Berührung mit einem erhitzten Platindraht ohne Flamme vollständig miteinander verbinden. Bone hat kürzlich nachgewiesen, daß die sorgfältigste Trocknung die Geschwindigkeit der Verbindung von Gasen in Berührung mit einer auf 500° erhitzten Fläche aus Feuerton sehr beschleunigt.

Zur Erklärung der Wirkung der Feuchtigkeit sind verschiedene Theorien aufgestellt worden:

1. H. B. Dixon behauptet, daß beim Kohlenoxyd der Wasserdampf nur als Träger des Sauerstoffes wirkt.

2. Mendelejeff meint, daß Gase nach einem „Gesetz gleicher Volumina" aufeinander wirken, daß also die primären Umwandlungen immer als Zusammenstöße zwischen nur zwei Molekülen verlaufen. So stellt er für die Verbrennung des Kohlenoxyds folgendes Schema auf:

I. $CO+OH_2=CO_2+H_2$;
II. $H_2+O_2=H_2O_2$;
III. $CO+O_2H_2=CO_2+OH_2$.

Nach diesem Gesetz müßte aber ein gut getrocknetes Gemisch aus Kohlenoxyd und Stickoxyd oder aus Kohlenoxyd und Ozon aktiv sein, während Dixon nachgewiesen hat, daß sie gerade so wenig explosibel sind wie ein getrocknetes Gemisch aus Kohlenoxyd und Sauerstoff.

3. H. E. Armstrong meint, daß chemische Reaktionen zwischen zwei vollkommen reinen Substanzen nicht auftreten können, sondern der Verbindung durch einen Elektrolyt bedürfen,

um ein geschlossenes leitendes System zu bilden. Wasserdampf kann nach seiner Ansicht stets als „leitend" durch Assoziation mit Spuren einer elektrolytischen Verunreinigung angesehen werden. Ein gewichtiger Einwand gegen diese Theorie liegt darin, daß es mehrere Fälle gibt, wo eine Verbrennung nicht von Feuchtigkeit abhängig ist.

4. Sir J. J. Thomson hat gezeigt, daß, wenn die Kräfte, welche die Atome in einem Moleküle zusammenhalten, elektrischer Natur sind, die Gegenwart eines Tropfens irgend einer Flüssigkeit (etwa Wasser) von hoher spezifischer induktiver Kapazität vermutlich eine hinreichende Lockerung der Bindungen zwischen den Atomen verursachen wird, um das Molekül weit reaktionsfähiger zu machen. Thomson hat gezeigt, daß ein Gas durch vollkommene Trocknung nichtleitend gemacht wird. —

Die Frage, in welcher Weise ein Kohlenwasserstoff bei der Verbrennung vom Sauerstoff angegriffen wird, ist in den letzten zwanzig Jahren viel umstritten worden, und erst in allerneuester Zeit ist die experimentelle Untersuchung so weit vorgeschritten, um die Aufstellung irgendwelcher Theorie des Vorganges zu rechtfertigen.

Früher galt es als allgemein feststehend, daß der brennbarere Bestandteil eines Kohlenwasserstoffes der Wasserstoff sei. Als im Jahre 1892 im Dixonschen Laboratorium entdeckt wurde, daß ein äquimolekulares Gemisch aus Äthylen und Sauerstoff bei der Detonation fast genau das Doppelte seines Volumens an Kohlenoxyd und Wasserstoff liefert, und daß sich ein äquimolekulares Gemisch aus Azetylen und Sauerstoff ähnlich verhält, wurde diese Auffassung unhaltbar. Es wurde dann der Versuch gemacht, die ursprünglich im Jahre 1861 von Kersten vertretene Anschauung neu zu beleben, daß, „ehe irgendein Teil des Wasserstoffes verbrannt wird, sämtlicher Kohlenstoff zu Kohlenoxyd verbrannt wird, und daß der (etwa vorhandene) überschüssige Sauerstoff sich zwischen das Kohlenoxyd und den Wasserstoff verteilt". Indessen entspricht der Gedanke einer selektiven Verbrennung allzu wenig allen feststehenden Prinzipien, um weitere Verbreitung zu finden.

Bone hat dann die Erforschung des Problems wieder aufgenommen. Es handelte sich zunächst um eine systematische Untersuchung der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen bei Temperaturen unterhalb der Entzündungstemperatur der betreffenden Gemische, weil dort die Oxydationsgeschwindigkeit viel geringer und leichter kontrollierbar ist und die Zwischenprodukte beständiger sind. Untersucht wurden Methan, Äthan, Äthylen und Azetylen.

Es ergab sich für die langsame Verbrennung folgendes:

1. Ein Kohlenwasserstoff verbrennt schließlich zu einem Gemisch von Wasserdampf und Kohlenoxyden ohne jegliche Abscheidung von Kohlenstoff oder Entbindung von Wasserstoff auf irgendeiner Stufe des Vorganges.

2. Die Oxydation ist ausgezeichnet durch eine sehr reichliche Bildung aldehydischer Zwischenprodukte.

3. Die schnellsten Oxydationsgeschwindigkeiten erhält man stets bei einem Verhältnis des Kohlenwasserstoffs zum Sauerstoff zwischen 2 : 1 und 1 : 1, und ein Überschuß an Sauerstoff über das äquimolekulare Verhältnis übt stets einen ausgesprochen verzögernden Einfluß aus.

4. In den Produkten findet sich oft ein starker Bruchteil an Kohlensäure unter Bedingungen, die jede Möglichkeit seiner Bildung sowohl durch direkte Oxydation des Monoxyds als auch durch Wechselwirkung zwischen dem Monoxyd und dem Wasserdampf ausschließen.

Schließlich sprachen alle Anzeichen überzeugend zu Gunsten der Annahme, daß die Verbrennung in einer fortschreitenden Reihe von Hydroxylbildungen verläuft.

Diese Beobachtungen sind von großer Bedeutung für die Chemie der Flammen. Bisher hatte man den Wasserstoff als eines der brennbarsten Gase angesehen; tatsächlich ist er aber sehr viel weniger brennbar als die Kohlenwasserstoffe. Ja, die Affinität eines Kohlenwasserstoffes zum Sauerstoff ist gegenüber jener des Wasserstoffes oder des Kohlenoxydes zum Sauerstoff oder gegenüber seinem eigenen Bestreben zu zerfallen, so überwältigend groß, daß die Anfangsstufe seiner Verbrennung vermutlich allen chemischen Prozessen bei der Verbrennung voraufgeht. Das gilt sicherlich für die Fortpflanzung der Flamme in einem homogenen Gemisch aus Kohlenwasserstoff und Sauerstoff. In dem Spezialfall, wo ein Strom eines Kohlenwasserstoffes in Luft brennt, kann möglicherweise eine teilweise Zersetzung in den innersten Teilen der Flamme, wo die Sauerstoffzufuhr beschränkt ist, vor dem Beginn der tatsächlichen Verbrennung erfolgen. Im allgemeinen aber wird sich überall, wo der Kohlenwasserstoff mit dem Sauerstoff bei hohen Temperaturen zusammentrifft, ihre gegenseitige Affinität jeder zertrümmernden Kraft, die sonst den Kohlenwasserstoff abbauen könnte, überlegen erweisen. Vermutlich ist es nicht sowohl der ursprüngliche Kohlenstoff, was sich in gewöhnlichen Flammen zersetzt, als vielmehr sein hy-

droxyliertes Molekül. Wie dem nun auch sein mag, jedenfalls bestätigen die Versuchsergebnisse keineswegs die in der wissenschaftlichen Literatur so vielfach vertretene Anschauung, daß die Kohlenwasserstoffe, ehe sie verbrannt werden, in ihre Bestandteile zerlegt werden. —

Der Referent besprach alsdann den Einfluß heißer Oberflächen auf die Verbrennung und zeigte, daß solche Flächen die Verbrennung und alle chemischen Wechselwirkungen in gasförmigen Systemen beschleunigen. Dieser Gegenstand gewinnt vom technischen wie vom theoretischen Gesichtspunkte aus Bedeutung. Bei der Gasfeuerung von Kesseln spielen solche Flächen für die Entwickelung und Konzentrierung der Wärme eine wichtige Rolle.

Diskussion.

Sir J. J. Thomson regte weitere Versuche zur Untersuchung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Explosionswellen an. Es ist sehr wohl möglich, daß sich viel kleinere und schneller bewegliche Körper als Atome und Moleküle vor der Explosionswelle her bewegen und das Gas vor ihr für die Explosion vorbereiten. Das ließe sich leicht in der Weise untersuchen, daß man diese Teilchen mit Hilfe eines Magnetfeldes ablenkte. Mit Bezug auf den Einfluß von Flächen auf die Verbrennung erwähnte er den Umstand, daß Flächen bei dem Vorgang elektrisiert werden. Die meisten Metalle geben einen Überschuß an positiver Elektrizität ab; heißer Kalk aber gibt negative Elektrizität ab. Sir J. J. Thomson meinte, es müßten sich einige interessante Ergebnisse aus Explosionen bei Gegenwart heißen Kalkes zeigen.

Sir Oliver Lodge meinte, die Natur des Einflusses der Fläche auf die Verbrennung wäre von außerordentlichem Interesse und großer praktischer Bedeutung. Die Wirkung einer mehr oder minder kalten Fläche auf die Verbrennung wäre für eine Menge Rauch verantwortlich.

Prof. Dixon führte aus, daß Explosionen in einem Punkte oder in einer Schicht beginnen. Auf die Bemerkungen von Sir J. J. Thomson eingehend meinte er, man müsse die Wirkung eines Elektrons auf mindestens drei Bestandteile betrachten. Reaktionen lassen sich nicht durch die Verbindung von nur zwei Molekülen erklären. Sobald eine Explosion einmal eingesetzt hat, verbreitet sie sich durch ein Gas unabhängig von der Gegenwart von Wasserdampf.

Elektroanalyse, Kommissionsbericht von F. S. Kipping, F. M. Perkin, G. T. Beilby, T. M. Lowry, W. J. Pope und H. J. S. Sand.

Die Arbeiten über Elektroanalyse sind im Laufe des Jahres durch die Veröffentlichung folgender Arbeiten weiter gefördert worden: „Electro-Deposition of Metals" von F. Mollwo Perkin and W. E. Hughes (Trans. Faraday Society **6**, 1910), „Apparatus for the Rapid Electro-analytical separation of Metals" von H. J. S. Sand (Trans. Faraday Society **5**, 1909), und „The Electro-determination of Lead as Peroxide" von demselben Verfasser (Trans. Faraday Society **5**, 1910).

Perkin und Hughes haben neue Kathoden ersonnen, um Metalle rasch auszuscheiden, und haben Versuche damit angestellt. Eine einfache, glatte Kathode hat die Gestalt eines verlängerten Fingerhutes, und mit dieser Kathode kann man, wenn sie schnell rotiert, sehr glatte und ebene Niederschläge erhalten. Die gesamte aktive Oberfläche der Elektrode beträgt ungefähr 16,3 cm^2. Ausgedehnte Untersuchungen haben indessen gezeigt, daß eine Kathode aus Platindrahtnetz, die eine schnell rotierende, spiralförmige Anode umgibt, die befriedigendsten Ergebnisse liefert. Zur Trennung von Metallen mittels abgestufter Potentiale wird ein trichterförmiges Gefäß mit einem Zapfloch zum Abfließen des Elektrolyten benutzt. In dieses Gefäß ist ein seitliches Rohr ungefähr in der Mitte eingeschmolzen, welches zur Aufnahme der Kapillaren der Hilfselektrode dient. Diese Form des Apparates lieferte sehr gute Ergebnisse und ist im Betriebe sehr einfach.

Herr Dr. Sand hat die Versuche mit einer teilweise aus Glas hergestellten Anode und einer Kathode aus anderen Metallen als Platin, über die er auf der vorjährigen Versammlung berichtet hat, zu Ende geführt und wird sie demnächst veröffentlichen. Befriedigende Ergebnisse wurden für Kupfer mit einer Silberkathode und für Zink mit einer Nickelkathode erzielt. Im ersteren Falle kann man den Niederschlag des Elektrolyten von der Elektrode mittels einer Lösung von Wasserstoffsuperoxyd in verdünnter Schwefelsäure entfernen.

Die Versuche über die Trennung der vier Metalle — Kupfer, Antimon, Zinn und Blei — sind fortgesetzt worden. Im Zusammenhang mit dieser Untersuchung wurde dargetan, daß Chloride auf den Niederschlag von Kupfer einen verzögernden Einfluß ausüben. Das rührt von der Bildung von Abkömmlingen des Kupferchlorids während der Elektrolyse her, aus denen Kupfer nur bei hohem Potential niedergeschlagen wird. Die Bedingungen für die Abscheidung von Kupfer aus Antimon sind völlig durchgearbeitet worden, und Gemische der drei Metalle — Kupfer, Antimon und Zinn — wie sie technischen Legierungen entsprechen, sind mit Erfolg analysiert worden. Wenn Blei in geringen

Mengen zugegen ist, so kann es mit dem Zinn niedergeschlagen werden; das Zinn läßt sich später größtenteils dadurch beseitigen, daß man die Elektrode zur Anode in einer Lösung macht, welche Polysulfide des Natriums enthält. Das Blei läßt sich dann von der geringen zurückbleibenden Menge des Zinns mit Hilfe von Salpetersäure trennen und kann darauf auf elektrolytischem Wege niedergeschlagen werden. (Siehe die vorläufige Mitteilung in Proc. Chem. Society **25**, 228, 1909).

Edward W. Cowan, Der Preis für Elektrizität.

(Die ganz auf englische Verhältnisse zugeschnittene Mitteilung hat wesentlich kaufmännisches Interesse.)

J. A. Crowther, Über die Anzahl der Elektronen im Atom.

Die vorliegenden Versuche wurden zu dem Zwecke angestellt, mit Hilfe von Messungen über die Zerstreuung der β-Strahlen die Anzahl der Elektronen im System zu bestimmen.

Sir J. J. Thomson hat kürzlich die mittlere Ablenkung φ berechnet, die ein β-Teilchen von bekannter Geschwindigkeit beim Durchgange durch eine Schicht eines Materials von der Dicke t erfährt. Die Summation wird nach einem Satze ausgeführt, den wir Lord Rayleigh verdanken, und der zu der Beziehung

$$\varphi/\sqrt{t} = C$$

führt. Hier ist C eine Konstante, welche die Anzahl der Elektronen im Atom der benutzten Substanz enthält, und deren übrige Faktoren sämtlich konstant sind. Die Genauigkeit dieser Beziehung ist experimentell sehr sorgfältig geprüft worden.

Der Ausdruck für C ist von den Annahmen über die Natur der positiven Elektrizität abhängig. Man hat zwei Ausdrücke erhalten, und zwar:

I. unter der Annahme, daß die positive Elektrizität im Atom ein Volumen einnimmt, das jenem des Atoms vergleichbar ist;

II. unter der Annahme, daß sie in kleine Einheiten zerfällt, die dem negativen Elektron vergleichbar sind.

Das Verhältnis $\varphi/\sqrt{t}$ ist für verschiedene Elemente experimentell bestimmt worden, und daraus ist dann die Anzahl der Elektronen berechnet worden. Die Tabelle am Schluß gibt die Anzahl der Elektronen im Atom, dividiert durch das zugehörige Atomgewicht, unter Zugrundelegung der beiden Annahmen an.

Wie man sieht, sind die Zahlen in der ersten Spalte praktisch konstant und bewegen sich um den Mittelwert drei. Die Zahlen in der zweiten Spalte wachsen schnell mit dem Atomgewicht. Auf Grund von Versuchen über die Zerstreuung der Röntgenstrahlen ist es praktisch sicher, daß die Anzahl der Elektronen im Atom dem Atomgewicht proportional ist. Wir müssen den Schluß ziehen, daß die erste Annahme mit größerer Annäherung richtig ist. Somit nimmt die positive Elektrisierung im Atom ein Volumen ein, das jenem des Atoms vergleichbar ist, und die Anzahl der Elektronen in einem Atom ist gleich dem Dreifachen des Atomgewichtes.

Tabelle.

Verhältnis der Anzahl der Elektronen im Atom zum Atomgewicht.

Element	I.	II.
Kohlenstoff	3,32	3,7
Aluminium	3,07	5,8
Kupfer	2,87	12,0
Silber	2,96	19,2
Platin	3.12	33,5

A. E. H. Love, Ein neuer gyroskopischer Apparat.

Der Maxwellsche Kreisel läßt sich schwer vielen Personen gleichzeitig zeigen. Der nachstehend beschriebene Apparat ist groß, und mit seiner Hilfe kann man die Prinzipien des Gyroskops einem großen Auditorium zeigen.

Zwei Fahrradräder werden an derselben Achse befestigt. Der gesamte Apparat wird in einer Universalkuppelung in der Mitte der Achse unterstützt. Eine in farbige Quadrate geteilte Pappscheibe wurde an einem der Räder befestigt, um die Bewegung der augenblicklichen Achse zu zeigen.

Diskussion.

Prof. H. Lamb beglückwünschte Herrn Professor Love zur Konstruktion dieses Apparates, den er als eine Verbesserung des gewöhnlichen gyroskopischen Apparates ansah. Er beleuchtet die Gesetze sehr schön. Herr Lamb würde indessen gern sehen, ob es möglich wäre, mit diesem Apparate zu unterscheiden, ob die Spinnachse mit dem Körper wandert, oder in entgegengesetzter Richtung.

Prof. A. G. Webster bemerkte, daß man durch Erinnerung an die Farben auf der Pappe wissen kann, in welcher Richtung die Achse wandert. Er erwähnte, daß man sagen kann, wie ein Maxwellscher Kreisel rotiert, d. h. ob die Spinnachse mit dem Körper wandert, oder in entgegengesetzter Richtung, und er verwies zur Ermittelung dieses Punktes auf sein Buch „The Dynamics of particles, and of rigid, elastic and fluid bodies", S. 268.

R. A. Houstoun, Ein neues Spektrophotometer vom Hüfnertypus.

Das Instrument, das bereits in dieser Zeitschrift **9**, 127, 1908 beschrieben worden ist, besteht aus einem Spektroskop, dessen gewöhnliches Okular durch ein Okular ersetzt ist, welches ein Glan-Thompsonsches Nicol enthält, und vor dessen Spalt ein Prisma aus Glas und Kalkspat von besonderer Gestalt befestigt ist. Dieses Prisma erfüllt die zweifache Funktion, das Gesichtsfeld in zwei scharf aneinander stoßende Hälften zu zerlegen, und diese Hälften senkrecht zueinander zu polarisieren. Die Hälften werden durch Drehung des Nicol-Okulares abgeglichen. Das Instrument läßt sich in einer Minute zum Gebrauch als gewöhnliches Spektroskop herrichten, indem man das besondere Prisma abnimmt und an seine Stelle das gewöhnliche Okular setzt. Es hat vor den übrigen Hüfner-Spektralphotometern den Vorzug, daß man bei ihm jedes beliebige Dispersionsprisma benutzen kann. Es ist im Verlauf der letzten beiden Jahre bei drei Untersuchungen angewandt worden und hat sich als genau, frei von systematischen Fehlern und sehr geeignet zur Intensitätsmessung schwachen Lichtes erwiesen.

R. A. Houstoun, Ein neues und einfaches Mittel zur Hervorbringung von Interferenzbanden.

Stellt man ein gleichschenkliges rechtwinkliges Glasprisma, dessen rechter Winkel ein paar Minuten kleiner als 90^0 ist, vor einen Spalt, so werden hinter dem Prisma zwei virtuelle Bilder des Spaltes erzeugt, und diese rufen vor dem Prisma Interferenzbanden hervor. Verfasser hatte anfangs geglaubt, daß das Verfahren neu sei; es ist aber in neuerer Zeit bereits von F. F. Martens in den Verh. d. D. Phys. Ges. **4**, 43, 1902 beschrieben worden.

W. F. G. Swann, Das magnetische Feld, das ein sich durch den Raum bewegender geladener Kondensator erzeugt.

Ein geladener Kondensator, der sich mit der Erde zusammen durch den Raum bewegt, müßte unter der Annahme eines stillstehenden Äthers zur Entstehung eines Magnetfeldes Anlaß geben, das in jedem Punkte des Raumes auf der elektrostatischen Polarisation und auf der Geschwindigkeit senkrecht steht. Röntgen hat das Feld mit Hilfe einer Kompaßnadel nachzuweisen versucht; wie aber später Larmor dargetan hat, war in diesem Falle kein Effekt zu erwarten, denn die Wirkung der Bewegung der induzierten Ladung an der Oberfläche der Kompaßnadel ist von der Art, daß sie das Magnetfeld, welches durch die Bewegung der äußeren geladenen Körper hervorgerufen wird, in allen Punkten im Innern der Nadel aufhebt. In der vorliegenden Arbeit wird die Möglichkeit erörtert, das Magnetfeld mit Hilfe einer rotierenden Spule nachzuweisen. Es wird zunächst gezeigt, daß der gesamte magnetische Fluß durch einen beliebigen geschlossenen Leiter, der sich im Verein mit einem System geladener Körper durch den Raum bewegt, null ist, sofern nicht ein Teil, und nur ein Teil, des Raumes innerhalb der Spule von dielektrischem Material erfüllt ist. Wenn dielektrisches Material vorhanden ist, so muß man einen Fluß erhalten, vorausgesetzt, daß die spezifische induktive Kapazität eine Größe ist, die in allen Punkten im Innern des Dielektrikums absolut kontinuierlich ist. Weiter wird jedoch gezeigt, daß, wenn die Gesamtheit der dielektrischen Erscheinungen durch das Vorhandensein von Ladungen im Dielektrikum erklärt werden soll, daß dann der gesamte Fluß durch die Spule selbst dann null ist, wenn dielektrisches Material vorhanden ist.

Der benutzte Apparat bestand aus drei zueinander parallelen Platten, welche zwei Kondensatoren bildeten, und zwar war die mittlere Platte isoliert; das war die Platte, die geladen war, und die beiden übrigen Platten waren geerdet. Zwischen den beiden auf diese Weise gebildeten Kondensatoren konnten zwei Spulen rotieren. Die Spulen waren auf derselben Achse befestigt und in entgegengesetzten Richtungen gewunden, so daß der Einfluß des Erdfeldes und seiner Schwankungen selbsttätig ausgeschaltet wurde. Die Spulen waren teilweise in Paraffin eingebettet, und die Enden der Drähte waren mit einem Kommutator verbunden, der dazu diente, jeden in den Spulen erzeugten Wechselstrom zu kommutieren. Zur Messung des Stromes wurde ein Brocasches Galvanometer benutzt.

Die Versuchsmethode bestand darin, den Apparat in Richtung der Ätherbewegung einzustellen, die Kondensatoren zu laden und die Spulen in Umlauf zu setzen. Nachdem die Nullage des Galvanometers beobachtet war, wurden die Kondensatoren entladen, und es konnte dann jegliche Änderung der Nullage beobachtet werden. Dann wurde der Apparat um 180^0 gedreht und der Versuch wiederholt.

Der bei dem Hauptversuch zu erwartende Galvanometerausschlag betrug ungefähr elf Skalenteile. Die beobachteten Ausschläge waren von der Größenordnung eines Skalenteiles oder kleiner, und somit weist diese Methode das magnetische Feld nicht nach. Die erhaltene Nullwirkung wird als ein Punkt zugunsten der vollständigen Erklärung der dielektrischen Erscheinungen durch das Vorhandensein von Ladun-

gen oder Doppelsystemen im Dielektrikum aufgefaßt.

H. Stanley Allen, Photoelektrische Ermüdung.

Herr Allen gab eine Übersicht über die seit der Entdeckung des Hallwachseffektes ausgeführten Untersuchungen über die photoelektrische Ermüdung. Er erörterte dann die verschiedenen Theorien, die zur Erklärung des Phänomens aufgestellt worden sind. Es sind die folgenden:

1. eine chemische Veränderung, etwa Oxydation der Oberfläche;

2. eine physikalische Veränderung des Metalls selbst, beispielsweise eine Aufrauhung der Oberfläche;

3. eine elektrische Veränderung in der Bildung einer elektrischen Doppelschicht (Lenard);

4. ein Zerfall des Metalls infolge der Austreibung von Elektronen durch Licht (Ramsay und Spencer);

5. eine Veränderung in der oberflächlichen Gasschicht oder in dem Gase, das im Metall okkludiert ist (Hallwachs).

Der Verfasser folgert aus seinen eigenen Versuchen und aus denen von Hallwachs, daß die Hauptursache für die Ermüdung in den Verhältnissen der Gasschicht an der Oberfläche der Platte zu suchen ist.

Diskussion.

Professor Sir J. J. Thomson meint, es seien viele Ursachen für die Ermüdung vorhanden. Die Oxydation der Oberfläche eines Metalls wird sicherlich zur Folge haben, daß das Metall photoelektrisch weniger aktiv wird. Eine der Hauptursachen ist aber zweifellos die Gasschicht an der Oberfläche des Metalls. Infolge dieser Ursache ist die Untersuchung der photoelektrischen Ermüdung schwierig, da sich die Gasschicht infolge so vieler Bedingungen ändert. Dieselbe Ursache war auch schuld daran, daß das Kontaktpotential so schwer zu untersuchen war.

Herr J. A. Crowther wies auf eine Methode hin, die Aktivität eines Metalles photoelektrisch herabzusetzen. Wenn man ein Metall der Einwirkung von Radiumstrahlen aussetzt, so nimmt seine photoelektrische Aktivität schnell ab.

Diskussion über die Grundlagen des mechanischen Fluges.

Herr G. H. Bryan eröffnet die Diskussion über den Gegenstand und führt aus, daß es drei Wege gebe, das Problem zu studieren, und zwar auf dem Papier, im Laboratorium und in der Luft. Es sei wichtig, daß in jedem Zweige der Forscher seine Kräfte auf die Methode konzentriere, durch die er zumeist befähigt sei, wesentliche Arbeit zu leisten; und ebenso sei es sicher, daß jede der Methoden bis zu ihren letzten Folgerungen durchgeführt werden müsse, ehe man das Problem als Ganzes endgültig als erledigt ansehen könne.

Das erste Problem, das gelöst werden mußte, bestand darin, den Beweis für die Möglichkeit des Fluges zu erbringen; das fiel dem Praktiker zu. Von den weiteren Problemen gehörten Gleichgewicht und Stabilität wesentlich in das Gebiet des Mathematikers, das Studium des Luftdruckes auf bewegte Flächen in das des Physikers, und die Verbrennung sowie die Verbesserungen an den Motoren in das des Ingenieurs.

Es besteht kein praktischer Unterschied zwischen Monoplanen und Biplanen, aber es tritt ein Unterschied auf, je nachdem das Gewicht der Maschine zwischen Vorder- und Hinterflächen verteilt ist, oder ganz von einer Flächengruppe getragen wird, während die übrigen Flächen nur als Ruder wirken.

Jeder Aeroplan ist langen und kurzen Stampfbewegungen ausgesetzt, und wenn diese zunehmen, so ist die Maschine instabil und würde umschlagen, wenn sie sich selbst überlassen wäre. Der Vortragende habe kürzlich herausgefunden, daß eine Maschine, bei der die Ruderflächen sich vorn befinden, statt hinten, unter gewissen Umständen gegenüber der kurzen Stampfbewegung stabil sei, jedoch nicht gegenüber der langen, und hieraus erklärten sich vermutlich die Erfolge der Maschinen vom Wright-Typus. Er hat bei seinen Untersuchungen auch die Wirkungen des Propellerantriebes, des Widerstandes von vorn und der Neigung der Flugbahn gegen die Horizontale berücksichtigt. Es hat sich herausgestellt, daß ein Aeroplan seine Stabilität einbüßte, wenn er unter einem Winkel aufstieg, der größer war als ein gewisses Maß, und dieser Umstand ist zweifellos die Ursache vieler Unfälle gewesen.

Im Verein mit den Problemen der Steuerung seien die Probleme der seitlichen Stabilität oder der Sicherheit gegen seitliches Umkippen von größter Bedeutung. Aeroplane mit mangelhafter seitlicher Stabilität — wie so viele gegenwärtig bestehende — müßten mit Scherungsvorrichtungen versehen werden, um sie in aufrechte Lage zu bringen. Solange diese Notwendigkeit besteht, solange wird die Verwendung von Aeroplanen eine beschränkte sein, und solange werden Unfälle häufig sein. Nach sorg-

fältiger Untersuchung ist der Vortragende zu dem Schlusse gelangt, daß die beste Anordnung zur Sicherung seitlicher Stabilität in der Verwendung zweier Flossen besteht, die sich über das Gravitationszentrum erheben, und von denen die eine vorn, die andere hinten angebracht ist. Der Einwand, den die Praktiker gegen solche Flossen erheben, ist der, daß sie leicht dazu Anlaß geben, daß die Maschine sich überschlägt, wenn sie von einem seitlichen Windstoß getroffen wird.

Der Vortragende meint, es müßte mehr auf dem Papier und im Laboratorium gearbeitet werden.

Sir William White stimmte mit Herrn Bryan darin überein, daß es von Bedeutung sei, wenn viele experimentelle Untersuchungen mit Bezug auf den mechanischen Flug zu Gebote ständen. Voruntersuchungen könnten insofern eine große Rolle spielen, als sie die Arbeiten in die richtigen Wege leiteten. Wer immer einen Gegenstand bearbeitete, würde im allgemeinen, wenn er mit seinen mathematischen Theorien zu Ende gekommen sei, finden, daß es einen Koeffizienten, oder was man eine Konstante nennt, gebe, die das Ganze beherrsche. Wenn niemand in die Luft aufgestiegen wäre und die Gefahren auf sich genommen hätte, so würde die Flugkunst nicht dort sein, wo sie heute stehe.

Der Vortragende meint, der beste Weg, den Gegenstand anzugreifen, sei der, den man gegenwärtig verfolge. Die Regierung hat eine Kommission zur Behandlung des Gegenstandes eingesetzt, der Wissenschaftler aller Arten angehören, und es sind nunmehr experimentelle Untersuchungen jeder Art im Gange.

Herr Dugald Clerk verwies auf die wichtige mathematische Arbeit, die Lanchester vor fünfzehn Jahren geleistet hat. Lanchester würde damals einen Aeroplan gebaut haben, wenn er genügend Geld erhalten haben würde.

Die Maschinen, die man zum Antrieb von Aeroplanen verwenden muß, sind Maschinen mit innerer Verbrennung. Diese liefern größere Leistung bei geringerem Gewicht als irgendwelche andere Maschinen. Das Gewicht der Maschine ist durch folgende Vorkehrungen verringert worden:

Man hat den Zylinder rotieren lassen. Dadurch ist das Schwungrad, das notgedrungen großes Gewicht hat, überflüssig geworden. Man kann auch den Wassermantel entbehren, wenn man an dem Zylinder Kühlrippen anbringt. Auf diese Weise kann man die erforderliche Abkühlung ohne großes Extragewicht erreichen.

Der Vortragende behauptet, daß man eine größere Wirkung der Verbrennungsmaschinen erreichen kann, wenn man die Temperatur der Flamme verringert; es hat sich nämlich herausgestellt, daß die spezifische Wärme eines Gases sich mit der Temperatur stark ändert.

Eine größere Wirkung kann man ferner dadurch erreichen, daß man das Kompressionsverhältnis des Zylinders verringert. Das beste Verhältnis ist:

$$\frac{\text{maximaler Gasdruck im Zylinder}}{\text{mittlerer Gasdruck im Zylinder}} = 2.$$

Herr Petavel, Mitglied der Regierungskommission für den Flug, erklärte, daß die Männer, welche für die Flugkunst am meisten leisten, ohne Zweifel die Flieger sind. Sie müßten jedoch den Ingenieuren und den Mathematikern ausführlicher über die tatsächlichen Schwierigkeiten berichten, denen sie begegnen. Mit Bezug auf die Funktion des Mathematikers in der Flugkunst sagte der Vortragende, die Mathematik habe bei der Konstruktion des Propellers bislang versagt. Andererseits werden die Stabilitätsprobleme schwierig, sobald die Maschine komplizierter wird.

Aufgaben für das Studium finden sich in den Strömungen und den Gegenströmungen der Luft, und die Störung, die eine Maschine im Fluge verursacht, wenn sie über eine andere hinweggeht, kann leicht die Vernichtung der letzteren herbeiführen. Auch die Luftströmungen, welche der Propeller verursacht, haben einen gewissen störenden Einfluß auf die oberen Flächen.

Der Vortragende wies auch auf den großen Fortschritt auf diesem Gebiete hin, den die Einführung der Verbrennungsmaschinen herbeigeführt haben. Diese ergeben ein Gewicht von nur rund 1,79 kg pro PS., während die früher benutzten Maschinen bestenfalls rund 11,19 kg pro PS. ergeben hatten. Die Zuverlässigkeit der Maschinen ist von großer Wichtigkeit, denn viele Unfälle rühren ohne Zweifel von einem Aussetzen der Maschine her.

Herr Scoble sprach über die Propeller, die an Aeroplanen verwendet werden. Er erörterte ihre Wirkung, wenn der Aeroplan verankert ist (d. h. wenn der Propeller nicht vorwärts treibt), und wenn er tatsächlich in Bewegung ist (d. h. am Aeroplan). Bevor in verankertem Zustande vorgenommene Prüfungen irgendwie auf den in Bewegung begriffenen Aeroplan Anwendung finden können, muß zunächst die Beziehung zwischen den Ergebnissen festgestellt werden, die man erhält einmal, wenn der Propeller verankert ist, das andere Mal, wenn er in Bewegung ist. Die tatsächlich auf-

tretenden Luftströmungen in der Nachbarschaft des Propellers sind in diesen beiden Fällen verschieden.

Viele Fabrikanten kündigen bei der Anpreisung ihrer Aeroplane an, daß sie eine gewisse Triebfähigkeit per Pferdestärke besitzen. Derartigen Zahlen darf man kein Vertrauen schenken, denn ihr Wert ist ganz und gar von der Geschwindigkeit der Maschine abhängig.

Kommissionsbericht über Gasexplosionen.

Der dritte Bericht der Kommission der British Association über Gasexplosionen wurde von Herrn Professor B. Hopkinson eingeleitet. Der Vortragende erklärte, daß sich der erste Bericht hauptsächlich mit den Eigenschaften des Arbeitsfluidums und der Messung der Temperatur, der spezifischen Wärme usw. beschäftigt habe. Der zweite Bericht behandelte die verschiedenen Probleme des Wärmeflusses durch Leitung im Metall, während der vorliegende Bericht sich auf Strahlungsprobleme beschränkt. Während bis zu einem gewissen Grade die allgemeinen wissenschaftlichen Grundlagen zu erörtern waren, hat die Kommission sich auf jene Seiten der allgemeinen Fragen beschränken zu sollen geglaubt, die unmittelbar von praktischer Bedeutung waren. Der Vortragende verglich die Flamme im Zylinder mit der eines Bunsenbrenners und zeigte, daß sie einige zwanzig- bis dreißigmal so dicht und natürlich viel größer ist. Die Kommission fand, daß die Strahlung sehr viel größer war, als man vordem vermutet hatte. Sie war dem Volumen der Flamme nicht ganz proportional, aber nahezu, und zwar lassen die äußeren Teile Strahlung aus dem Innern hindurch.

Herr Professor H. B. Dixon zeigte mehrere Diapositive, die ihn zu der Aussage befähigten, daß die Explosion örtlich einsetze und sich dann schnell durch die ganze Masse ausbreite. Er behauptete zunächst, daß, nach Erreichung des kritischen Druckes und der kritischen Temperatur ein kurzer Zeitraum erforderlich sei, ehe die örtliche Entzündung eintrete, und daß zweitens ein weiterer kurzer Zeitraum erforderlich sei, damit sich die Flamme durch das gesamte Gas ausbreite. Bei der Ausführung von Versuchen ist es deshalb notwendig, daß der Stempel mechanisch angehalten wird, wenn die kritischen Bedingungen erreicht sind, denn, wenn man ihm weiter zu gehen gestattet, so wird das Gas weiter komprimiert, ehe die örtliche und die allgemeine Zündung erfolgt sind.

Herr Dugald Clerk sagte aus, daß die Strahlung sehr vermindert werden konnte, wenn man die Innenseite des Zylinders polierte. Er teilte mit, daß Messungen der volumetrischen Wärme (= der spezifischen Wärme) der Luft und der Kohlensäure nach der Methode der adiabatischen Kompression Ergebnisse geliefert hätten, die in enger Übereinstimmung mit den von Swann erhaltenen ständen. Er sei im Begriff, seine Versuche auf die Kompression und die Expansion hoch erhitzter Gase auszudehnen. Er betrachtete es nunmehr als ziemlich sicher feststehend, daß die spezifische Wärme eines Gases mit der Temperatur steigt.

Was den Fall des Verbrennungsmotors mit innerer Verbrennung angeht, so ist die Kommission noch im Zweifel und in Schwierigkeiten hinsichtlich mancher Eigenschaften des Arbeitsfluidums, weil sie bei der Gasmaschine nicht nur die rein physikalischen Eigenschaften des Gemisches zu behandeln hatte, sondern auch heftige chemische Wirkungen in Betracht zu ziehen hatte, die zu Störungen allerart führten.

Herr F. Sauvage, Minister für Handel und Industrie, führte aus, daß, soviel er wisse, die französische Regierung keinerlei Versuche im Zusammenhange mit der Gasmaschine in Betracht gezogen habe.

Sir W. Ramsay und R. W. Gray, Das Molekulargewicht der Radiumemanation.

Das Atomgewicht des Radiums beträgt ungefähr 226,5. Nach der Zerfalltheorie müßte das Atomgewicht der Radiumemanation 222,5 sein, falls bei der Umwandlung von Radium in Radiumemanation nur ein α-Teilchen abgegeben wird. Es sind viele Versuche zur direkten Messung des Atomgewichtes der Emanation angestellt worden. Es ergaben für diesen Wert die Diffusionsversuche von Curie 176, die von Wheeler 180, die von Barnes 176, die von Perkin 234 und 220. Die drei erstgenannten Forscher haben die Emanation mit einem zweiatomigen Gase wie Luft verglichen, der letztgenannte mit einem einatomigen. Ramsay und Gray hatten früher aus der Messung des Siedepunktes der Emanation und durch Interpolation auf der Kurve, welche die Beziehung zwischen Atomgewicht und Siedepunkt für *A*, *Kr*, *Xe* und Radiumemanation wiedergibt, einen Wert 176 gefunden. Sie erachteten diese Methode für unzureichend, da ein geringer Fehler in einem der Werte für *A*, *Kr* oder *Xe* das Ergebnis fälschen würde. Demgemäß beschlossen sie, die Dichte der Emanation durch tatsächliche Messung des Gewichtes und des Volumens einer gewissen Menge zu bestimmen.

Aus einer acht Tage währenden Ansammlung aus 0,127 mg Radiumbromid erhielten sie ungefähr $^1/_{10}$ mm³ Emanation. Sie trafen

besondere Vorkehrungen zur Beseitigung des Wasserstoffes. Der Teil der engen Röhre, welcher die Emanation enthielt, wurde von dem Hauptteil abgeschmolzen. Das Gas war somit in einem kleinen Gefäß enthalten, das gewogen werden konnte. Zu diesem Zwecke war eine sehr empfindliche Wage erforderlich. Eine solche wurde nach dem Vorbilde der neuen Mikrowage von Steel und Grant gebaut, die eine Empfindlichkeit von $^1/_{100\,000}$ mg oder gar von $^1/_{250\,000}$ mg pro Skalenteil zu liefern vermag.

Das Prinzip dieser Wage ist folgendes:

Der Wagebalken hängt in einer Schneide, die sehr sorgfältig hergestellt ist. Der Schwerpunkt ist gut justiert. Die ganze Wage befindet sich in einem luftdichten Gehäuse, aus dem die Luft ausgepumpt werden kann. Auf der einen Seite des Balkens befindet sich ein geschlossenes Glasgefäß, das mit Luft unter Atmosphärendruck gefüllt ist. Wenn der Druck im Gehäuse 760 mm *Hg* beträgt, so erhält man Gleichgewicht, indem man ein Gewicht an die eine oder die andere Seite des Balkens hängt. Wenn das Gehäuse entluftet wird, so wird das Gleichgewicht gestört. Man kann somit eine Wägung in der Weise vornehmen, daß man den zu wägenden Körper auf eine der Schalen legt und das Gehäuse auspumpt, bis man Gleichgewicht erhält. Die Empfindlichkeit hängt also sehr von der Genauigkeit ab, mit der man den Druck ablesen kann. Das geschah bis auf $^1/_{10}$ mm *Hg*, und es konnte demnach $^1/_{76\,000}$ der Luft in dem Glasgefäße gemessen werden. Die Wägung mußte notwendig sehr genau sein, denn die Emanation wog nur einen kleinen Bruchteil des Gefäßes, in dem sie enthalten war.

Als Ergebnis von fünf Versuchen wurde das Molekulargewicht zu 221 gefunden, was als Bestätigung für die Zerfalltheorie angenommen wurde.

Besonderer Nachdruck wurde auf die Tatsache gelegt, daß die Radiumemanation in jeder Hinsicht ein richtiges chemisches Element ist. Die meisten seiner physikalischen Eigenschaften sind bestimmt worden. Sein Spektrum ist von Cameron und Ramsay, von Rutherford und Royds, und von Watson genau aufgenommen worden. Der Siedepunkt ist zuerst von Rutherford im Jahre 1908 bestimmt worden, und im Jahre 1909 haben Ramsay und Gray den kritischen Druck, die kritische Temperatur und den Dampfdruck des Gases gemessen. Aus diesen Messungen hat Rudolf die latente Verdampfungswärme der verflüssigten Emanation berechnet, und auf Grund einer sorgfältigen Analyse der Dampfdruckkurve hat er gezeigt, wie eng die Kurve für die Emanation sich denen für Argon, Krypton und Xenon anschließt.

In ihrem chemischen Verhalten war die Emanation vollkommen inert. In der Tat bewiesen alle ihre Eigenschaften, daß das Element der Reihe der inaktiven Gase angehört, und es füllt den zweiten freien Platz in der Tabelle unter dem Xenon aus.

Ramsay und Gray schlagen den Namen Niton (das Leuchtende) vor, der die chemische Verwandtschaft der Emanation ausdrücken soll; sie schlagen ferner als chemisches Symbol die Bezeichnung *Ni* vor.

Diskussion.

Sir J. J. Thomson geht auf den vorgeschlagenen Namen ein und meint, daß dabei die ganze Welt mitwirken müsse. Er regte an, daß der Name auf dem Kongreß für Radiologie in Brüssel erörtert werden möchte.

W. T. Kennedy, Über den aktiven Niederschlag des Aktiniums.

Es wurden einige Ergebnisse mitgeteilt, aus denen hervorgeht, daß der aktive Niederschlag, den ein Draht von einem Aktiniumsalz aufnimmt, von dem Drucke des Gases in dem Gefäße abhängig ist, in welchem der Vorgang verläuft. Wird der Draht auf einem negativen Potential gehalten, so wächst, wenn der Druck von Atmosphärendruck bis auf das höchste Vakuum erniedrigt wird, die Menge des Niederschlages bis zu einem Maximum und sinkt dann bei dem besten Vakuum auf einen niedrigen Wert herab. Der Druck p, bei dem dieses Maximum auftritt, ändert sich mit dem Abstande d des Salzes von dem Drahte, so daß

$$p\,d = \text{const}$$

ist.

Diskussion über die Elektrizität in der Atmosphäre.

Herr Dr. Charles Chree eröffnete die Diskussion. Er ist der Meinung, daß die gegenwärtig zur Messung des Potentialgradienten der Atmosphäre benutzten Instrumente unzulänglich sind. Die Instrumente selbst und ebenso der Beobachter verändern den Potentialgradienten, so daß man keine richtigen Ablesungen erhält. Er glaubt, daß in gemäßigten Breiten ein Wert von 100 Volt per Meter für den Gradienten niedrig geschätzt sei. Wenn die Instrumente verbessert werden, so wird man, wie er glaubt, finden, daß der Gradient etwa 300 Volt per Meter beträgt, obgleich er

im allgemeinen zu ungefähr 30 Volt per Meter angegeben wird.

Ein Baum bewahrt das Potential der Erde und übt somit einen störenden Einfluß auf den Potentialgradienten aus, der in der Nähe seines Wipfels sehr steil ist. Es erscheint nicht unwahrscheinlich, daß diese Umstände einen merklichen Einfluß auf das Wachstum und die Gesundheit der Bäume haben könnten. Die Tatsache, daß die Gegenwart eines Potentialgradienten das Wachstum der Pflanzen beeinflußt, wurde vor mindestens 25 Jahren entdeckt. In den letzten Jahren ist ziemlich viel experimentell über die Anwendung künstlicher Felder gearbeitet worden. Unter anderen hat sich Sir Oliver Lodge sehr für diese Arbeiten interessiert. Es ist keineswegs unwahrscheinlich, daß der Gegenstand in nicht zu ferner Zeit von großer Bedeutung für die Landwirtschaft werden könnte, und ein anderer Punkt, der gleichfalls von ökonomischem Interesse wäre, ist die Möglichkeit, den Potentialgradienten als Kraftquelle auszunutzen.

Die unmittelbare Ursache einer Blitzentladung liegt noch ziemlich im Dunkeln. Simpson hat endeckt, daß das Zerplatzen der Regentropfen Elektrisierung hervorbringt, und hat für die Gewitter eine Erklärung aufgestellt, die sich auf diese Eigenschaft gründet. Seine Theorie verlangt einen aufsteigenden Luftstrom von großer Geschwindigkeit, die sich auf etwa 32 Kilometer per Stunde beläuft. Diese Theorie bietet viele Schwierigkeiten. Nimmt man das Vorhandensein der Gewitter an, so sind noch zahlreiche Fragen da, die weiterer Untersuchung bedürfen, beispielsweise die Fragen, ob die Entladung gleichgerichtet oder oszillatorisch ist, wie lange sie anhält, wieviel Elektrizität übergeht, welche Bodenarten und welche Baumarten am leichtesten die Entladungen aufnehmen, und ob irgendeine Periode, wie Mondperiode, Sonnenfleckenperiode oder sonst eine dabei mit in Frage kommt. Es ist bemerkenswert, daß von fünf durch Blitzschlag getöteten Personen nur eine weiblich ist.

Herr Chree kam dann auf die verschiedenen Arten der benutzten Apparate zu sprechen, auf die Apparate von Exner, von Elster und Geitel, von Ebert und von C. T. R. Wilson. Der letztgenannte Apparat läßt sich zur Messung aufwärts gerichteter Ströme benutzen. Der mittlere Wert dieses aufsteigenden Stromes beträgt 2×10^{-16} Amp. Wilson hat eine Theorie des Ursprungs der atmosphärischen Elektrizität entwickelt, nach welcher bei schönem Wetter ein aufsteigender Strom negativer Elektrizität vorhanden ist. Simpson sowie das Observatorium zu Potsdam haben gefunden, daß Regen mehr positive Elektrizität herniederführt als negative.

Elster und Geitel haben eine Theorie der atmosphärischen Elektrizität ausgebildet, die sich auf ihre Entdeckung gründet, daß die aus dem Boden entnommene Luft radioaktiv ist. Bei niedrigem Barometerstand entweicht Luft aus dem Boden, und umgekehrt, und hieraus erklärt sich das Vorhandensein von Radioaktivität in der Atmosphäre.

Sir Oliver Lodge meinte, daß das ganze Gebiet der atmosphärischen Elektrizität ein Gebiet von großer Wichtigkeit wäre, und daß in ihm große Entwickelungsmöglichkeiten für die Zukunft enthalten wären. Wenn die Elektrisierung einen Einfluß auf das Wetter hat, so würde es möglich erscheinen, daß man eines Tages auf dieser Grundlage eine Art künstlicher Regelung des Wetters, oder doch jedenfalls eine gewisse Beeinflussung des Wetters einrichten könnte. Wenn er ein großer Kapitalist wäre, so würde er versuchen, die Luft in großem Maßstabe künstlich zu elektrisieren. Er würde den Gradienten umkehren oder ihn verstärken, und die Wirkung beobachten. Im großen ganzen leidet die Erde mehr unter Dürre als unter Regen, und es sei ihm erzählt worden, daß man in Westaustralien beobachtet habe, wie sich Wolken zusammenballten, aber wieder verschwanden, ohne daß ein Tropfen Regen gefallen wäre. Wenn man die Wolken veranlassen könnte, etwas Feuchtigkeit zu entladen, so würde das von großer Bedeutung sein.

Auch er ist der Ansicht, daß die Wirkung der atmosphärischen Elektrizität auf die Vegetation von Bedeutung ist. Manche Physiker glauben, daß darauf die Ursache für das schnelle Wachstum mancher Pflanzen in arktischen Gegenden beruht. Viele Blätter haben Spitzen, als wären sie der Entladung von Elektrizität angepaßt. Redner stellt fest, daß er nachgewiesen habe, daß Blätter unter der Einwirkung ultravioletten Lichtes reichlich Elektrizität abgeben.

Herr Shaw diskutierte die Anregung von Sir Oliver Lodge zu künstlichen Versuchen und meinte, das sei etwas, was im Laboratorium endgültig durchgearbeitet werden müsse, ehe irgend jemand auch nur daran denken könne, es auf die Außenluft anzuwenden. Wenn der Vorredner die bei der Bildung eines Regens von einem Zoll Regenhöhe in Frage kommende Energie betrachten würde, so würde er begreifen, daß kein Verfahren zur Beeinflussung des Regenfalles auf Erfolg hoffen könne. Nach allem, was er gehört habe, lege nichts die Vermutung nahe, daß irgendeine Art, der Atmosphäre Elektrizität zuzuführen, oder ihr welche

zu entziehen, irgendwie eine Wirkung ausüben könnte. „Lassen Sie uns", so schloß er, „die Atmosphäre nehmen, so wie sie ist, ehe wir versuchen, sie zu verändern."

Sir J. J. Thomson meint, die Anregung von Sir Oliver Lodge, man solle versuchen, die Wetterverhältnisse zu modifizieren, sei sehr gut. Sie bedeute nichts weiter, als daß man versuchen müsse, potentielle Energie in kinetische umzusetzen. Redner habe berechnet, daß es durchaus möglich sei, unter Aufwand einer mäßigen Energiemenge die Wetterverhältnisse über einem beträchtlichen Gebiete zu verändern. Die Schwierigkeit, die er zu erblicken vermöge, sei mehr politischer als wissenschaftlicher Art. Wenn die Versuche dahin führen würden, andere Länder zu berühren, so würde man eine Art von Vertrag schließen müssen, um festzusetzen, wie weit man mit Versuchen im eigenen Lande gehen dürfe.

In bezug auf die von Herrn Chree erwähnte Schwierigkeit, die in der Frage liegt, wie die negative Elektrizität zur Erde zurückgelangt, da diese doch positiv ist, brachte Sir J. J. Thomson seine Meinung dahin zum Ausdruck, daß der Regen die negative Elektrizität herunterbringt und somit den Ausgleich herbeiführt.

Auch die Behauptung des Herrn Chree, daß das Potentialgefälle vermutlich viel höher sei als man allgemein annimmt, interessiere ihn, und er stelle fest, daß gerade einer seiner früheren Schüler an den Zambesifällen einen Potentialgradienten von 20 000 Volt per Meter gefunden hat.

Er glaubt, daß die Schwankungen des Potentialgradienten von senkrecht aufsteigenden Strömungen herrühren können, die ein Produkt von kurzer Lebensdauer, etwa Thoriumemanation, mitführen, dessen in der Atmosphäre vorhandene Menge von Stunde zu Stunde und von Tag zu Tag schwankt.

Mit Bezug auf die Simpsonsche Gewittertheorie stellte er fest, daß er früher eine ähnliche Theorie angegeben habe, nämlich folgende:

Wasser kondensiert sich schneller an negativen Ionen als an positiven. Dann wirkt die Schwere und zieht die beladenen negativen Ionen herab, entgegen der Anziehung seitens der positiven Ionen, wodurch sich die Energie eines Gewitters erklärt. Natürlich braucht der Regen nicht in derselben Gegend aufzutreten wie der Donner, aber das läßt sich durch Luftströmungen erklären, welche die Wolken fortblasen.

J. H. Havelock, Die Beziehung zwischen Dichte und Brechungsindex.

Der Brechungsindex n einer Substanz hängt von der Konstitution des Moleküls sowie von den physikalischen Bedingungen ab. Zur Herstellung eines Zusammenhanges zwischen n und der Dichte ϱ der Substanz sind folgende Ausdrücke angegeben worden:

$$\frac{n^2-1}{\varrho} = C',$$

$$\frac{n^2-1}{n^2+2} \frac{1}{\varrho} = C''. \quad \text{(Lorentz).}$$

C' und C'' sind Konstanten.

Die Dichte ist der wichtigste Faktor für die Darstellung des physikalischen Zustandes in seinen optischen Wirkungen; es ist aber besser, eine zweite Veränderliche zu haben. Das hat Lorentz erreicht, und er hat eine zweite von den umgebenden Molekülen herrührende Kraft eingeführt. Die erste der beiden Gleichungen kann man in der Form

$$\frac{1}{o + \frac{1}{n^2-1}} \cdot \frac{1}{\varrho} = C'$$

schreiben.

Diese Extrakraft wurde dadurch eingeführt, daß o durch $\frac{1}{3}$ ersetzt wurde.

Eine einleuchtende Erweiterung besteht darin, dieses neue Glied veränderlich zu lassen, und zu schreiben:

$$\frac{1}{\sigma + \frac{1}{n^2-1}} \cdot \frac{1}{\varrho} = \sum \frac{c_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2}.$$

Beide Seiten dieser Gleichung sind jetzt von den Bedingungen der Moleküle abhängig und von dem physikalischen Zustande unabhängig. Es gibt keine unabhängige Möglichkeit, σ theoretisch zu finden, und der einzige Weg, σ zu finden, besteht in der Verwendung von Versuchsergebnissen. Es wird eine Formel abgeleitet, die von σ unabhängig ist, nämlich:

$$\frac{\varrho_1}{n_1^2-1} - \frac{\varrho_2}{n_2^2-1} = C,$$

in welcher n_1 und n_2 die den Dichten ϱ_1 und ϱ_2 entsprechenden Brechungsindizes sind. Die Differenz der Größe $\frac{\varrho}{n^2-1}$ für zwei Wellenlängen ist dieselbe wie die Differenz von $\varrho\sigma$.

Eine ausführliche Vergleichung mit Versuchsergebnissen wird demnächst veröffentlicht werden.

E. Gold, Der Einfluß der Strahlung auf die Höhe und die Temperatur der Advektivregion.

Bezeichnet H_c die Höhe und T_c die Tem-

peratur der Schicht, in welcher die Advektivregion beginnt, so lehrt die Beobachtung folgendes:

1. daß über Antizyklonen H_c größer und T_c geringer ist als über Zyklonen;

2. daß mit Annäherung an den Äquator H_c wächst und T_c wahrscheinlich abnimmt.

Während die unter **1** angeführten Verhältnisse vorübergehender Natur sind und vielleicht nicht infolge von Wirkungen der Strahlung auftreten, sondern ungeachtet dieser Wirkungen, stellen die unter **2** genannten einen annähernd stetigen und dauernden Zustand dar, bei dem die Strahlung eine vorherrschende Rolle spielen muß. Die Anwendung der Methoden, die in „The Isothermal Layer of the Atmosphere and Atmospheric Radiation" entwickelt worden sind, hat zu den nachstehenden Schlußfolgerungen geführt.

Wird die Atmosphäre in zwei Gebiete geteilt, in deren oberem die Temperatur konstant ist, so nimmt bei einer gegebenen Temperaturverteilung, von der Erdoberfläche an aufwärts gerechnet, der Überschuß der Strahlung aus der oberen Schicht über die Absorption der irdischen Strahlung seitens dieser Schicht, also der Strahlung von der Erde und von der unteren Atmosphäre, zu, wenn das Absorptionsvermögen b

(α) nur in dem oberen Gebiete,
(β) nur in der Konvektivregion,
(γ) in der gesamten Atmosphäre

zunimmt. Das bedeutet, daß, soweit die Strahlung aus irdischen Quellen in Betracht kommt, eine Zunahme des Absorptionsvermögens der Atmosphäre, eine Abnahme der Temperatur T_c und eine Zunahme der Höhe H_c zur Folge haben wird, vorausgesetzt, daß die Temperatur in der Konvektivregion unverändert bleibt.

Wenn der Wert von b unverändert bleibt, während die Temperatur in der Konvektivregion zunimmt, so wachsen gleichfalls die Werte von H_c wie von T_c.

Es scheint daher, daß wir hier die Grundlage für die Erklärung der Änderung mit der Breite haben. Die Feuchtigkeitszunahme gegen den Äquator hin bedeutet eine Zunahme von b, mindestens im unteren Teile der Atmosphäre, und somit eine Zunahme von H_c und eine Abnahme von T_c. Die Zunahme der Temperatur indessen bedeutet eine Zunahme sowohl von H_c als auch von T_c. Die beiden Wirkungen verstärken einander also, soweit H_c in Frage kommt, während sie hinsichtlich T_c einander entgegenwirken. Die Beobachtungsergebnisse stehen im großen ganzen hiermit im Einklang. Die Änderung von H_c ist sehr ausgeprägt, die von T_c ist gering.

Es muß indessen noch eine andere Bedingung befriedigt werden. Die Gesamtstrahlung seitens der Erde und der Atmosphäre in den Weltenraum hinaus muß der Gesamtabsorption der Sonnenstrahlung seitens der Erde und der Atmosphäre das Gleichgewicht halten, solange die Temperatur der Erde nahezu konstant bleibt. Die genaue Verteilung der Absorption nach der Breite kennen wir nicht, sie ist aber sicherlich am größten in der Nähe des Äquators und nimmt nach den Polen zu ab. Dann muß auch die Strahlung in der Nähe des Äquators am größten sein und nach den Polen zu abnehmen, aber die Größe der Änderung mit der Breite wird geringer sein als bei der Absorption, und zwar infolge der Energieübertragung durch Meeres- und Luftströmungen.

Wenn nun die Atmosphäre ein sogenannter „grauer Körper" ist, d. h. wenn jede Schicht der Atmosphäre im ganzen Spektrum mit einer Intensität strahlt, die jener eines schwarzen Körpers von derselben Temperatur proportional ist, so vermindert jede Zunahme von b den Wert der Strahlung nach außen, und wenn diese Verminderung groß genug ist, um den Einfluß einer erhöhten Oberflächentemperatur auf T_c das Gleichgewicht zu halten, so wird sie auch dem Einfluß der erhöhten Temperatur auf die Strahlung nach außen das Gleichgewicht halten. Es könnte daher unter diesen Verhältnissen kein Gleichgewicht in der Energieübertragung bestehen, da die Strahlung nach außen in der Nähe des Äquators mindestens so gering sein würde wie in höheren Breiten. Sonach kann die Atmosphäre bei strengen Rechnungen in betreff des Zusammenhanges zwischen der Strahlung und der Advektivregion nicht als ein „grauer Körper" angesehen werden. Natürlich wissen wir aus Erfahrung, daß die Absorption der Atmosphäre für verschiedene Wellenlängen sehr verschieden ist, aber es schien doch möglich, daß ein Durchschnittswert für praktische Anwendungen hinlänglich genau sein würde. Es ist nunmehr erwiesen, daß dies nicht der Fall ist, und Rechnungen, die sich auf die Annahme gründen, daß dies zulässig sei, dürften starke Korrektionen erfahren müssen.

Es muß einen beträchtlichen Teil des Spektrums geben, für den die Atmosphäre nahezu durchsichtig ist, und gerade dieser Umstand macht eine niedrigere Temperatur in der Advektivregion in der Nähe des Äquators möglich. Wenn das nicht der Fall wäre, so würde die Temperatur an der Erdoberfläche und in der Konvektivregion steigen, bis das Gleichgewicht mit der absorbierten Sonnenstrahlung hergestellt wäre, und das könnte erst der Fall sein, nachdem die Temperatur der Advektivregion über

ihren Wert für die Breiten der gemäßigten Zone gestiegen sein würde.

Man hat die Vermutung ausgesprochen, daß die Ursache für die Änderung von T_e mit der Breite ein größerer Ozongehalt der oberen Atmosphäre in der gemäßigten Zone als im Äquatorialgebiete sei. Diese Annahme ist an sich unzureichend, weil T_e nicht von dem Absorptionsvermögen der Advektivregion abhängt, sondern von der Effektivtemperatur der einfallenden Strahlung. Wenn die letztere ungeändert bleibt, so ist eine Zunahme der Absorption in der Advektivregion von einer Zunahme der Strahlung aus dieser Region begleitet, und es tritt keine Zunahme von T_e ein. Die Ozonverteilung kann die Verhältnisse nach Maßgabe ihrer relativen Bedeutung als absorbierender Bestandteil, verglichen mit Wasserdampf, beeinflussen. Sie vermöchte nur dann T_e in der beobachteten Weise zu beeinflussen,

1. wenn Wasserdampf für die Ozonstrahlung durchlässig wäre;

2. wenn die zwischenliegenden Schichten der Atmosphäre für die Ozonstrahlung nahezu durchlässig wären;

3. wenn in der Advektivregion in mittleren Breiten das Ozon, und in derselben Region nahe dem Äquator der Wasserdampf überwiegen würde.

Wenn, wie allgemein angenommen wird, die Vertikalbewegung in der Nähe des Äquators nur aufwärts gerichtet ist, so muß die Luft für alle Höhen oberhalb des Kondensationsniveaus — etwa 2 km — mit Wasserdampf gesättigt sein. Wenn also der vertikale Temperaturgradient derselbe ist wie an einer Stelle in der Temperaturzone unter der Breite φ, so muß die Menge des Wasserdampfes zwischen den Isothermalflächen mit den Temperaturen t_0 und t_e in der Nähe des Äquators größer sein, als unter der Breite φ, wenn t_0 die Oberflächentemperatur und t_e die Temperatur der Advektivregion unter der Breite φ ist. Aber die Strahlung durch die Fläche t_0 nach außen ist am Äquator größer als unter der Breite φ wegen der höheren Temperatur der Luft unter der Fläche. Es muß also von dieser Strahlung mehr absorbiert werden, wenn nicht der Wert von T_e am Äquator t_e überschreiten soll; und diese stärkere Absorption steht in Einklang mit der oben gezogenen Folgerung in betreff des Wasserdampfes. Wir können daher sagen, daß die Änderung in der Verteilung des Wasserdampfes im Verein mit dem Vorhandensein solcher Spektralgebiete, für welche die Atmosphäre nahezu durchlässig ist, für sich allein hinreichend ist, um die Änderung von T_e und H_e mit der Breite zu erklären.

S. R. Milner, Das Serienspektrum des Quecksilberbogens. [Auszug.]

Beim Lichtbogen in Luft ist immer ein kontinuierlicher Hintergrund des Spektrums vorhanden. Dadurch ist der Schwäche der Linien, die beobachtet werden können, eine Grenze gesetzt, denn Versuche, schwache Linien durch Steigerung der Expositionszeit zu photographieren, werden einfach zur Verschleierung der Platte durch den Hintergrund führen. Das Spektrum des Bogens im Vakuum ist durch das fast vollständige Fehlen eines kontinuierlichen Hintergrundes charakterisiert, und man kann Expositionen von mehr als dem Hundertfachen der Normalen anwenden, ehe der Hintergrund sich bemerkbar macht. Photographien des Quecksilberbogens im Vakuum mit sehr langen Expositionen zeigten sehr viele neue Linien, unter denen die Linien, welche die Fortsetzung der verschiedenen Serien des Quecksilbers bilden, sehr auffallend entwickelt waren. Die Wellenlängen der Linien der Hauptserie und der diffusen Serie wurden bis zur 15. Linie, die der scharfen Serie bis zur 13. gemessen. Die Ergebnisse liefern eine strenge Bestätigung des Gesetzes von Rydberg, wonach die Schwingungszahl der ersten Linie der scharfen Serie genau gleich der Differenz zwischen den Grenzen der scharfen Serie und der Hauptserie ist.

R. D. Kleeman, Die Attraktionskonstanten der Moleküle und ihre chemischen Eigenschaften.

Kleeman hat früher auf Grund von Erwägungen über die Oberflächenspannung und die latente Wärme für die Anziehung zwischen zwei Molekülen derselben Art einen Ausdruck

$$\frac{\varkappa \Sigma \sqrt{m}}{z^5}$$

erhalten. In diesem Ausdruck ist $\varkappa$ für alle Substanzen bei korrespondierenden Temperaturen dasselbe; z ist der Abstand zwischen den Molekülen, und $\Sigma\sqrt{m}$ ist die Summe der Quadratwurzeln aus den Atomgewichten der Atome eines Moleküls. Kleeman weist jetzt nach, daß es unmöglich ist, das Gesetz der chemischen Anziehungen aus Daten für die Oberflächenspannung oder die latente Wärme vollständig zu bestimmen. Das abgeleitete Gesetz muß eine unbekannte Funktion des Abstandes zwischen den Molekülen und der Temperatur enthalten. Dem genügt der gewonnene Ausdruck. Über $\varkappa$ weiß man nichts weiter, als daß es für alle Substanzen bei korrespondierenden Temperaturen dasselbe ist.

Da die hier erörterte Kraft wahrscheinlich die Kraft ist, die bei chemischen Operationen

wirksam ist, so dürfen wir erwarten, daß die chemischen Eigenschaften Funktionen der Summe der Quadratwurzeln aus den Atomgewichten der Atome eines Moleküles der gerade betrachteten Substanz sind. Dies ist der Fall, und es hat sich herausgestellt, daß die Eigenschaften des Verhältnisses

$$\frac{T_c}{\Sigma\sqrt{m}},$$

in welchem T_c die kritische Temperatur bezeichnet, in bemerkenswerter Weise mit den rein chemischen Eigenschaften der Substanz parallel verlaufen. Beispielsweise ist es konstant für eine Substanz und deren Substitutionsprodukte, in denen Atom durch Atom ersetzt ist. Gute Beispiele hierfür liefern die Benzol- und die Äthangruppe.

Eine Untersuchung der Eigenschaften der Funktion $\frac{T_c}{\Sigma\sqrt{m}}$ dürfte daher für die Einteilung der chemischen Verbindungen in Gruppen große Dienste leisten.

W. Makower, S. Ruß und E. J. Evans, Über den Rückstoß des Radium *B* seitens des Radium *A*.

Die ersten Versuche von Ruß und Makower wurden unternommen, um festzustellen, ob *RaB*, wenn es im Vakuum seitens des *RaA* einen Rückstoß erfährt, elektrisch geladen ist, und um weiter, falls dies der Fall ist, das Vorzeichen und die Größe der Ablenkung zu bestimmen. Aus einer Anzahl von Versuchen, bei denen das *RaB* durch ein zwischen zwei Messingelektroden unterhaltenes starkes elektrisches Feld hindurchgeschickt wurde, ging deutlich hervor, daß das *RaB* unter diesen Umständen positiv geladen ist. Es wurden deshalb weitere Versuche angestellt, bei denen *RaB*, das im Vakuum seitens eines mit *RaA* überzogenen Drahtes zurückgestoßen wurde, zwischen zwei 1,17 mm voneinander entfernten Messingplatten hindurchgeschickt wurde, die auf einer bei den einzelnen Versuchen von ungefähr 1000 bis 2000 Volt schwankenden Potentialdifferenz erhalten wurden. Danach fiel das *RaB* auf einen Messingstreifen. Nachdem der Messingstreifen zehn Minuten lang der Strahlung ausgesetzt gewesen war, wurde er entfernt. Dann wurde die Verteilung der Aktivität auf dem Streifen untersucht. Zu diesem Zwecke wurde der Streifen auf einem Schlitten befestigt, und es wurden nach und nach die einzelnen Teile des Streifens unter ein rechteckiges Fenster aus Aluminiumfolie in einem Bleiblech gebracht; dieses Bleiblech bildete den Boden eines α-Strahlen-Elektroskops. Das Fenster war 3 mm lang und 1 mm breit. Die auf diese Weise ermittelte Größe der Ablenkung war von der Größenordnung, die für den Fall zu erwarten stand, daß das *RaB* die Atomladung der Elektrizität trägt, und daß sein Atomgewicht 214 beträgt, wie nach der Umwandlungstheorie der radioaktiven Vorgänge zu erwarten ist.

Ferner haben Makower und Evans Versuche über die magnetische Ablenkung des *RaB* beim Rückstoß angestellt. Die strahlende Substanz wurde im Vakuum durch das Feld eines kräftigen Elektromagnets geschickt und fiel dann, gerade wie bei den Versuchen über die elektrische Ablenkung, auf einen Messingstreifen. Die Verteilung der Aktivität auf dem Streifen wurde gemessen und damit die Größe der Ablenkung bestimmt, die das magnetische Feld hervorbrachte.

Die Messung des Krümmungshalbmessers der Strahlung in einem Magnetfelde von bekannter Stärke ergab den Wert

$$\frac{mv}{e} = 7{,}26 \times 10^5.$$

Bei späteren Versuchen ging das *RaB*, das seitens eines mit *RaA* überzogenen Platindrahtes zurückgestoßen worden war, in einem Magnetfelde durch einen Spalt und fiel dann drei Minuten lang auf einen Messingstreifen. Dann wurde das Magnetfeld umgekehrt und die Strahlung weitere sieben Minuten fortgesetzt, bis das *RaA* auf dem Drahte bis auf eine unmerkliche Menge herabgesunken war. Darauf wurde der Messingstreifen entfernt, auf eine photographische Platte gebracht und dort mehrere Stunden lang belassen. Das *RaC*, das sich in situ aus dem *RaB* auf dem Streifen bildete, rief auf der photographischen Platte beim Entwickeln einen Eindruck hervor. Es ergab sich, daß zwei scharf ausgeprägte Intensitätsmaxima vorhanden waren, welche die Verteilung des *RaB* darstellten, das bei direktem und bei umgekehrtem Magnetfelde auf den Streifen gelangt war. Aus der Messung des Abstandes zwischen diesen Maxima und den bekannten Abmessungen des Apparates wurde der Krümmungshalbmesser der Strahlen in einem Magnetfelde von bekannter Stärke ermittelt, und es ergab sich hierfür der Wert

$$\frac{mv}{e} = 6{,}52 \times 10^5.$$

Dieser Wert stimmt mit dem nach der ersten Methode erhaltenen gut überein und ist wahrscheinlich etwas genauer.

Für den Wert $\frac{mv}{e}$, für das aus dem *RaA* stammende α-Teilchen, hat Rutherford $3{,}4 \times 10^5$ gefunden. Da nun das Moment des α-Teil-

chens dasselbe sein muß wie das des zurückgestoßenen Atoms, so folgt aus diesen Zahlen, daß das *Ra B* die Atomladung der Elektrizität trägt, da das α-Teilchen das Doppelte dieser Ladung trägt.

In Verbindung mit den Ergebnissen der Versuche über die elektrostatische Ablenkung ergibt sich die Geschwindigkeit der *Ra B*-Teilchen zu $3{,}23 \times 10^7$ cm/sec und das Atomgewicht des *Ra B* zu 194.

Ernest Wilson und W. H. Wilson, Eine neue Methode zur Erzeugung von Hochspannungsentladungen.

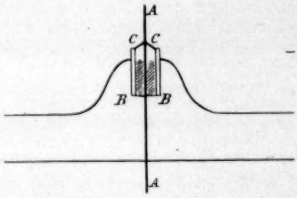
Nach dieser Methode wird die Energie einer Wechselstrom- oder Gleichstromquelle entnommen und mittels einer Induktanz in einem Magnetfeld angesammelt. Dann läßt man sie in einen Kondensator gelangen, der mit der Induktanz einen Schwingungskreis von geringer Frequenz bildet. Wenn die Energie in dem Kondensator angesammelt ist, wird dieser mechanisch durch die Primärwickelung eines Induktors geschlossen, der mit ihm einen Hochfrequenzschwingungskreis bildet. Die Energie wird dann durch die Sekundärwickelung des Induktors dem Arbeitskreis zugeleitet und kann, je nach dem Zwecke, den man im Auge hat, oszillatorisch oder gleichgerichtet sein. Der Apparat ist leicht, von großer Wirkung und wohlfeil und ist besonders geeignet für drahtlose Telegraphie, für Röntgenstrahlen und für sonstige Arbeiten, bei denen hochgespannte Elektrizität zur Anwendung gelangt.

W. M. Hicks, Über die Beziehung der Spektren zum periodischen System der Elemente.

Der Verfasser beschrieb einige Ergebnisse, die er neuerdings bei einer kritischen Untersuchung der Spektralserien der zweiten und dritten Gruppe des periodischen Systems der Elemente erhalten hat, insbesondere über ihre Abhängigkeit vom Atomvolumen des Elements. Formelkonstanten, die sich aus den Schwingungszahlen dreier Linien der scharfen Serie ergaben, sind bestimmte Funktionen des Atomgewichts und des Atomvolumens. Die genaue Gestalt der Funktion des Atomgewichtes ist noch nicht bestimmt worden; wenn sie aber bestimmt sein wird, dann wird die Messung der Wellenlängen in einem Spektrum eine der genauesten Methoden zur Bestimmung des Atomgewichtes eines Elementes abgeben. Die Funktion des Atomvolumens wurde so weit bestimmt, daß aus ihr Werte für das Atomvolumen oder für die Dichte abgeleitet werden konnten, die für die drei ersten Gruppen des periodischen Systems mit den beobachteten Werten sehr nahe übereinstimmten. Auf Grund der Anwendung der Methode auf das Spektrum des Europiums nach den Angaben von Exner und Haschek wurde für dieses Element eine Dichte von 13,1 vorhergesagt.

Henry J. S. Sand, Über ein Verfahren, vakuumsichere Verbindungen zwischen Eisen und Glas zu erhalten.

Ein Eisendraht wird in ein Glasrohr eingeschmolzen. Während das Glas heiß ist, wird ein kleines Stück erwärmtes Stahlrohr, das den Draht umgibt, ein paar Millimeter tief in das



AA Eisendraht, *BB* Stahlrohr, *CC* Lot.

Glas hineingetrieben. Beim Abkühlen wird das Rohr mit dem Drahte verlötet. Die vakuumsichere Verbindung wird hergestellt zwischen der Innenfläche des elastischen Stahlrohres, das bei der Abkühlung unter Zug gerät, und dem Glas, das unter Druck gerät.

Walter Rosenhain, Die kristallinische Struktur des Eisens bei hohen Temperaturen.

Der unmittelbare Zweck der Versuche war, die Art der Formänderung von Eisen und Stahl unter der Einwirkung von Beanspruchungen zu untersuchen, die bei hohen Temperaturen auf das Metall einwirken. Die Hauptfragen, die entschieden werden sollten, waren einmal die Frage, ob bei hohen Temperaturen die Art der Formänderung noch streng Kristallcharakter habe, wie die, welche bei gewöhnlichen Temperaturen beobachtet worden ist; sodann die Frage, ob die allotropen Umwandlungen des Eisens sein Verhalten unter Spannung beeinflussen. Die Methode von Ewing und Rosenhain zur Beobachtung der Wirkungen der Spannung an Metallen besteht darin, daß man an einer Probe von geeigneter Gestalt eine sauber polierte Fläche herstellt und alsdann die Probe einer plastischen Formänderung aussetzt; dabei untersucht man dann die Änderungen in den mikroskopischen Einzelheiten der Fläche während, und ganz besonders nach der Anwendung der Spannung. Um dieses Verfahren auf heißes

Metall anwenden zu können, mußten Mittel und Wege ersonnen werden, die Proben in der Weise zu erhitzen, daß selbst bei Temperaturen von beträchtlich mehr als 1000° C die ursprüngliche polierte Fläche frei von Oxydbildung bleibt. Die Methode, die hierzu angewandt wurde, bestand darin, die Probe in einem sehr hochgradigen Vakuum elektrisch zu erhitzen, und auf diese Weise konnten Proben bis auf 1100° C ohne Schaden für die Oberfläche erhitzt werden. Zu dem Zwecke, die gewünschte Spannung bei der Erhitzung im Vakuum angreifen zu lassen, wurde ein Apparat ersonnen, mit dessen Hilfe eine zusammengedrückte Feder in jedem beliebigen Augenblicke durch Abschmelzen eines die Feder zusammengedrückt haltenden Drahtes auf elektrischem Wege freigegeben werden konnte; ein entsprechend angeordneter Heber gestattete, die Freigabe dieser Feder in jeder beliebigen Stärke als Spannung an der Probe angreifen zu lassen, und dieser Vorgang konnte erfolgen, wenn die Probe irgendeine beliebige Temperatur angenommen hatte. Die tatsächliche Temperatur der Probe wurde dadurch bestimmt, daß man an ihrer unpolierten Rückseite winzige Teilchen verschiedener Salze von bekanntem Schmelzpunkte anbrachte, und beobachtete, welche von ihnen schmolzen. Die Proben, die in diesem Apparat benutzt wurden, waren dünne, kurze Blechstreifen; da diese nun unmittelbar durch einen hindurchfließenden elektrischen Strom geheizt wurden, so blieben die Enden der Proben erheblich kälter als die Mitte infolge der Wärmeleitung von diesen Enden zu dem verhältnismäßig massiven Rahmen des Apparates. Auf diese Weise griff die Spannung an einem Metallstreifen an, dessen Temperatur sich von der Mitte nach beiden Enden zu kontinuierlich änderte.

Das bei den ersten Versuchen benutzte Material war eine reine Sorte sehr weichen Stahles, wie er zu Transformatorblechen verwendet wird; dieses Material war jedoch in Wasserstoff geglüht worden, um alle Spuren von Oxyd zu beseitigen. Späterhin wurden dann andere Materialien benutzt — die alle in ihrer Zusammensetzung reinem Eisen nahe kamen —, vornehmlich einige besonders hergestellte elektrolytische Eisenproben von sehr hohem Reinheitsgrade. Die der Arbeit beigefügten Mikrophotogramme zeigen, daß das Verhalten dieser verschiedenen Materialien sehr ähnlich war.

Ehe die Wirkungen der Spannung beschrieben werden, müssen die Wirkungen der Erhitzung im Vakuum allein betrachtet werden, denn diese ruft an und für sich Veränderungen im Aussehen der Oberfläche hervor. Die Teile, die bis zum Punkte Ac_2 (bei einem der benutzten Materialien 770° C) erhitzt wurden, zeigten keine Veränderungen; die Teile, die eine Temperatur zwischen Ac_2 und Ac_1 (bei einem der Materialien 941° C) erreicht hatten, zeigten ein doppeltes Grenzliniensystem, das von Volumenänderungen herrührte, die das Eisen beim Durchlaufen des Wechsels aus dem α-Zustand in den β-Zustand erfährt. Die Teile der Probe, die bis über Ac_1 erhitzt worden waren, zeigten, besonders in solchen Fällen, wo das Vakuum nicht so hochgradig wie möglich gewesen war, eine Färbung in geringem Betrag infolge von Oxydation, und diese ließ eine dritte Struktur erkennen, die der eben erwähnten β-Struktur und — bei geätzten Proben — der ursprünglichen α-Struktur übergelagert war. Diese letzterwähnte Struktur ist die Struktur des γ-Eisens und zeigt die charakteristische Zwillingsstruktur dieses Materials.

Die Wirkungen der Spannung zeigten sehr scharf die drei Temperaturgebiete an, die den drei allotropen Formen des Eisens entsprechen. Im Gebiete des α-Eisens lehrt die Beobachtung, daß beim Durchlaufen der Probe in Richtung zunehmender Temperatur der Betrag der Formänderung, wie er sich aus der Anzahl und der Tiefe der gebildeten Gleitbanden zu erkennen gibt, stetig zunimmt, aber die Gleitbanden behalten das für α-Eisen charakteristische gekrümmte und gegabelte Aussehen bei. Der Betrag der Formänderung wächst schnell mit wachsender Temperatur, bis an einem Punkte der Probe, der mit der Umwandlung vom α-Zustand in den β-Zustand zusammenfällt, die Anzeichen der Formänderung unvermittelt aufhören. Auf einer kurzen Strecke der Probe finden sich keine Gleitbanden, und das Material scheint keine plastische Formänderung erfahren zu haben. Geht man zu noch heißeren Teilen der Probe über, so erscheinen wieder Gleitbanden, und wenn man das Gebiet des γ-Eisens erreicht hat, so werden die Banden wieder zahlreich, zeigen aber nunmehr den regelmäßigen geradlinigen Charakter und die charakteristischen Züge von Zwillingskristallen und unterscheiden sich somit sehr auffällig von den Gleitbanden, die man am α-Eisen sieht.

Die Schlußfolgerungen, die ich aus den hier angegebenen Beobachtungen gezogen habe, sind folgende:

1. daß sich Eisen bei Temperaturen bis zu 1100° C aufwärts wie ein kristallinisches Aggregat verhält und eine plastische Formänderung durch einen Gleitvorgang längs der Spalt- oder Gleitflächen der Kristalle durchmacht, aus denen es sich aufbaut; dieser Vorgang kann von einer mechanischen Zwillingsbildung begleitet sein, oder auch nicht;

2. daß Eisen zwischen gewöhnlicher Temperatur und 1000° C in drei verschiedenen Modifikationen vorkommt, welche überaus verschiedene mechanische Eigenschaften besitzen, und daß die Temperaturbereiche, in denen diese Modifikationen vorkommen, vereinbar sind mit der Identifizierung dieser drei Modifikationen mit den drei Formen α, β, γ des Eisens, gemäß der Theorie der allotropen Modifikationen von Osmond und Roberts-Austen;

3. daß das β-Eisen zwar bei einer höheren Temperatur vorkommt, aber doch ausgesprochen stärker und härter ist als α-Eisen, und daß die Umwandlung aus dem α-Zustand in den β-Zustand eine Volumenänderung in sich schließt;

4. daß Eisen, wie man es in angenähert reinem Eisen bei hohen Temperaturen findet, die charakteristische Struktur und einige der Eigenschaften des „γ-Eisens" besitzt, wie man es in gewissen Stahllegierungen findet.

Nebenher dient der Nachweis der realen Existenz einer harten β-Modifikation des Eisens bei hohen Temperaturen zum Beweise für die Richtigkeit der Behauptung, daß der Mißerfolg der Versuche, reines Eisen durch Ablöschen zu härten, auf der Schwierigkeit beruht, die Umwandlung vom β-Zustand zum α-Zustand durch rasche Abkühlung zu verhindern, es sei denn, daß Kohlenstoff zugegen wäre. Die beobachtete Fähigkeit des β-Eisens, einer Formänderung bei 800° C unter einer Beanspruchung zu widerstehen, die ausreichend ist, um α-Eisen bei demselben Querschnitt bei einer Temperatur von 750° C zu brechen, dient im Verein mit der gewaltigen erweichenden Wirkung einer Temperatursteigerung von 750° C als ein Zeichen dafür, daß β-Eisen, wenn man es bei gewöhnlicher Temperatur beständig erhalten könnte, einen sehr hohen Härte- und Festigkeitsgrad besitzen würde, der vermutlich mit dem gehärteten Stahles durchaus vergleichbar sein würde.

Alfred Schwartz, Die mechanische Hysteresis des Kautschuks.

Die zunehmende Bedeutung der Verwendung von Kautschuk in der Technik verlangt sorgfältig normierte Prüfungen der Eigenschaften dieses Materials.

Die physikalischen Eigenschaften des Kautschuks, von denen man in der Industrie Gebrauch macht, sind seine Elastizität, seine Zusammendrückbarkeit, seine Dehnbarkeit, seine Zähigkeit, seine Biegsamkeit, sein Haftvermögen, seine Widerstandsfähigkeit gegen gewisse chemische Agenzien, seine Undurchlässigkeit für Wasser, seine Löslichkeit in gewissen Flüssigkeiten, sowie sein elektrischer Widerstand und seine dielektrische Festigkeit.

Die gegenwärtig gebräuchlichen Methoden zur Prüfung bestehen in chemischer Analyse und in der Bestimmung der Dehnung und der Bruchbelastung, sowie des quasi-permanenten Zustandes, der sich infolge einer, eine gegebene Zeitlang aufrecht erhaltenen Dehnung einstellt.

Es liegt auf der Hand, daß die chemische Untersuchung keine Angaben über viele der oben aufgezählten physikalischen Eigenschaften zu liefern vermag, und ihre eigentliche Aufgabe scheint in der Feststellung der Ursachen zu liegen, während die mechanischen Prüfungen sich mit den Wirkungen beschäftigen sollten, die durch diese Ursachen an den käuflichen Produkten hervorgerufen werden.

Die mechanischen Untersuchungen würden demnach für den Fabrikanten wie für den Käufer die primäre Prüfung darstellen und würden erforderlichen Falles durch die chemische Untersuchung zu ergänzen sein. Letztere würde entweder als Bestätigung oder zur Beleuchtung der Ursachen der durch die mechanischen Prüfungen angedeuteten Mängel dienen. Bei Rohkautschuksorten liefert die chemische Untersuchung wenige oder gar keine Angaben über den Wert des Produktes für industrielle Zwecke, und so ist vorgeschlagen worden, die Probestücke für solche Materialien aus der sogenannten „Admiralitätsmischung" herzustellen, die aus 60 Teilen Kautschuk, 3 Teilen Schwefel und 37 Teilen Zinkoxyd besteht, und diese Probestücke den im folgenden beschriebenen Hysteresisprüfungen zu unterwerfen.

Der Verfasser hat eine Maschine konstruiert, in der eine Kautschukprobe von Normaldimensionen in gegebenem Maße mit einem gegebenen Bruchteile ihrer Bruchbelastung belastet wird. Dann wird die Belastung in demselben Maße entfernt, und man erhält auf der Papiertafel der Maschine eine graphische Aufzeichnung der Dehnungs- und der Zusammenziehungskurve.

Kautschuk besitzt eine sehr beträchtliche mechanische Hysteresis, und eine Betrachtung der Schleife in dem Diagramm, das die Maschine liefert, gestattet, für ein beliebiges Prüfstück folgende physikalische Eigenschaften zu bestimmen:

1. die Dehnungsgeschwindigkeit bei der Belastung;
2. die bei der Dehnung geleistete Arbeit;
3. die Arbeit, die der Kautschuk leistet, wenn er sich wieder zusammenzieht;
4. die in dem Kautschuk selbst aufgewandte Arbeit;
5. den nach einer gegebenen Ausdehnung zurückbleibenden quasi-permanenten Zustand.

Die Grenzen der Hysteresisschleife lassen sich auch als Funktion der Dehnung an Stelle

der Belastung ausdrücken, wie bereits festgestellt. Verfasser findet, daß für eine gegebene Kautschuksorte die folgenden Gesetze gelten:

a) Die Belastung per Querschnittseinheit des anfänglichen Querschnitts des Prüfstückes ist für eine gegebene Dehnung des Prüfstückes konstant und innerhalb gewisser Grenzen von der Querschnittsfläche der Probe unabhängig;

b) die bei der Dehnung, bei der Zusammenziehung und im Kautschuk selbst geleistete Arbeit ist innerhalb gewisser Grenzen der Querschnittsfläche des Prüfstückes proportional und der Länge des Prüfstückes bei einer gegebenen prozentischen Dehnung direkt proportional.

Nach Beendung des ersten aus Dehnung und Zusammenziehung bestehenden Kreisprozesses kann man die Probe einer Reihe weiterer Kreisprozesse unterwerfen, deren Grenzen entweder durch eine gegebene maximale Dehnung oder durch eine gegebene Maximalbelastung gesetzt werden können.

Bei hochgradigen Kautschukarten wird die Fläche der Schleife bei späteren Kreisprozessen etwa nach der sechsten Schleife konstant, wenn die Schleifen für die folgenden Kreisprozesse bis zu derselben Maximalbelastung aufgenommen werden wie die erste Schleife.

Verfasser findet, daß die Dehnung bei einer gegebenen Belastungsgrenze mit jedem weiteren Kreisprozesse zunimmt, und daß die Geschwindigkeit dieser Zunahme von dem zweiten Kreisprozeß an einem logarithmischen Gesetze folgt.

Die Hysteresisuntersuchungen finden Anwendung auf die Bestimmung verschiedener Grade des Kautschuks, auf die Bestimmung der in einem gegebenen Gemisch enthaltenen Kautschukmenge, des Vulkanisierungsgrades, und der Verschlechterung durch Alter und hohe Temperatur.

(Teils nach Manuskripten, teils nach Korrekturbogen von Phil. Mag. aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

BESPRECHUNGEN.

W. Hort, Technische Schwingungslehre. Einführung in die Untersuchung der für den Ingenieur wichtigsten periodischen Vorgänge aus der Mechanik starrer, elastischer, flüssiger und gasförmiger Körper, sowie aus der Elektrizitätslehre. VII u. 227 S. Berlin, J. Springer. 1910. Geb. M. 6.40

Durch das vorliegende Buch hat der Verfasser in sehr erschöpfender Weise eine Lücke in der technischen Literatur ausgefüllt, die sich um so mehr bemerkbar machte, als die Schwingungsvorgänge für die Technik von allergrößter Bedeutung geworden sind. Ein klares, zusammenhängendes Bild derselben, verbunden mit der Erläuterung ihrer mannigfaltigen Anwendungen dürfte gerade jetzt den praktischen Ingenieuren überaus willkommen sein. Der Verfasser beginnt mit den gewöhnlichen ungedämpften und gedämpften Schwingungsvorgängen, sowie mit einfachen erzwungenen Schwingungen, die an praktischen Beispielen (Pendel, Wage, Galvanometer, Entladung von Kondensatoren, Wechselstrom) erläutert werden, und bringt erst im darauffolgenden Abschnitt in systematischer Weise die erforderlichen Grundlagen aus der rationellen Mechanik, sowie einige analytische und graphische Methoden. Daran schließt sich ferner die Behandlung schwierigerer Probleme, wobei Wert darauf gelegt wurde, daß jeder Abschnitt bequem gelesen werden kann, auch ohne Kenntnis des Vorhergehenden. Von den einzelnen Abschnitten seien folgende erwähnt: Biegungs- und Torsionsschwingungen rotierender Wellen, Schiffsschwingungen im ruhigen Wasser und im Wellengang, Dynamik des Kurbelgetriebes mit Berücksichtigung des Massenausgleichs, eine sehr ausführliche dynamische Theorie der Regulatoren, die zum Teil früheren Originalarbeiten des Verfassers entnommen ist; ferner folgt die Kreiseltheorie und ihre Anwendung auf den Schlickschen Schiffskreisel und die Einschienenbahn, die Wellenbewegung mit und ohne Voraussetzung der Wirbelfreiheit, die Schwingungen von Saiten und Membranen, Schiffsvibrationen und Schwingungsvorgänge in Gasen. Den Abschluß bildet ein kurzer Abriß aus der Maxwellschen Theorie der elektromagnetischen Schwingungen mit ihrer Anwendung auf die Theorie der Kabelströme. Dem Werk sind ausführliche Literaturangaben beigefügt, sowie ein Sach- und Namensregister. Die Fülle des Inhalts, sowie die klare durchaus sachgemäße Behandlungsweise dieser für die wissenschaftliche Technik überaus wichtigen Fragen dürften dem Werk die weiteste Verbreitung sichern.

R. Plank.

E. Gehrcke, Die Strahlen der positiven Elektrizität. Mit 43 Figuren und 2 Tafeln, 8. XI u. 124 S. Leipzig, S. Hirzel. 1909. M. 4.50, geb. M. 5.50

Die Aufgabe, die Ergebnisse der zahlreichen Arbeiten auf dem Gebiete der Strahlen positiver Elektrizität zu einer einheitlichen Übersicht zusammenzufassen, ist in dem vorliegenden Buche vorzüglich gelöst. Auf den engen Raum von $7\frac{1}{2}$ Druckbogen ist alles Wesentliche vereinigt, was bis zum Erscheinen der Schrift über den Gegenstand veröffentlicht worden ist. Strenge Objektivität zeichnet dieses Buch aus, das auch sonst die Vorzüge der Schreibweise des Verf. zeigt. Ein Zusatzkapitel über die Absorption und Ionisation der α-Strahlen hat Herr J. Franck beigesteuert. Ein reiches Literaturverzeichnis erhöht den Wert der Monographie, die sich auch durch das fast völlige Fehlen von Druckfehlern auszeichnet. Man versäume nicht, auch die Vorrede zu lesen!

Max Iklé.

W. v. Ignatowsky, Die Vektoranalysis und ihre Anwendung in der theoretischen Physik. 2 Teile. VIII u. 225 S. mit 41 Textfiguren. Leipzig, B. G. Teubner. 1909/10. Geh. M. 5.20, geb. M. 6.—

In erster Linie für Physiker hat der Verfasser eine Darstellung der Vektoranalysis gegeben, die sehr gut geeignet ist, den Leser zu befähigen, sich der in Rede stehenden Methoden selbständig zu bedienen; doch ist das vorliegende Werk auch für den mit dem Stoff Vertrauteren eine anregende und gewinnbringende Lektüre. Hervorzuheben ist, daß die Darstellung insofern von der im allgemeinen üblichen abweicht, als prinzipiell „jeglicher Gebrauch von Koordinatensystemen zum Beweise irgendwelcher vektoranalytischer Transformationen gänzlich vermieden ist". Das ist aber für den Anfänger sehr wichtig, denn bekanntlich begegnet man häufig genug der Ansicht, daß die Vektoranalysis nur dazu gut sei, umständlichen Ausdrücken am Schlusse der Rechnung eine einfachere Form zu geben. Derartige Anschauungen wird die v. Ignatowskysche Darstellung nicht aufkommen lassen. Charakteristisch ist dem vorzüglichen Werke auch die Vermeidung des einseitig hydrodynamischen Hintergrundes, den man im allgemeinen sonst gewohnt ist. Bei einer neutralen Entwicklung der Vektoranalysis als mathematische Disziplin wird hier von vornherein die Anwendbarkeit auf die verschiedensten Gebiete der Physik in das richtige Licht gestellt. In Rücksicht auf die Bedürfnisse des Physikers ist der Untersuchung der zeitlichen Abhängigkeit der Vektorfelder besondere Sorgfalt gewidmet. Erst nach Erledigung dieser Theoreme gibt der Verfasser die analytische Darstellung der Vektoren und hieran anschließend die Operationen in krummlinigen Koordinaten. Eingehend sind dann im folgenden Kapitel die verschiedenen Arten von Vektoren diskutiert und in besonders ausführlicher Weise die Tensoren behandelt. In die am Schlusse des ersten Bandes befindliche Formeltabelle hätte wohl manche Beziehung (z. B. der Greensche Satz) noch Aufnahme finden können. Im Literaturverzeichnis vermißt man die Namen Hamilton und Graßmann.

Anwendungen der Vektoranalysis werden im II. Bande aus dem Gebiete der Mechanik und der Elektrizitätslehre gegeben: Mechanik diskreter Massenpunkte, starrer, elastischer und flüssiger Körper, Elektrostatik, Maxwell-Hertzsche Elektrodynamik ruhender und bewegter Körper, Lorentzsche Elektrodynamik, Kristalloptik. Das Hauptgewicht ist auf die Behandlung der klassischen Gebiete gelegt worden —, so daß der vorliegende Band manchem Leser als wertvolle Ergänzung zu andern Darstellungen, die sich vorwiegend mit der neueren Elektronentheorie befassen, willkommen sein dürfte. Überhaupt ist der II. Band, ganz abgesehen von seiner Verwendbarkeit als vektoranalytischer Übungsstoff, beim Studium der betreffenden Gebiete der theoretischen Physik (hervorgehoben sei z. B. das Kapitel „Elastische Körper") sehr gut zu gebrauchen. Beide Bände verdienen warm empfohlen zu werden. H. Hörig.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Kiel der Oberlehrer Dr. Richard Neuendorff für Mathematik, an der Technischen Hochschule Danzig Dr. K. Jellinek für physikalische Chemie.

Ernannt: Der Privatdozent für organische Chemie an der Technischen Hochschule Berlin Professor Dr. Otto Kühling zum Kaiserlichen Regierungsrat und Mitglied des Patentamtes, der Privatdozent für Erdmessung an der Böhmischen Technischen Hochschule Brünn Dr. Augustin Semerád, der Privatdozent der Mathematik an der Universität Lemberg Dr. Warlaw Sierpinski zu a. o. Professoren, der a. o. Professor an der Universität Zürich Dr. Albert Einstein zum ord. Professor der theoretischen Physik an der Deutschen Universität Prag, zu ordentlichen Mitgliedern der bayr. Akademie der Wissenschaften der ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität München Dr. Arnold Sommerfeld und der frühere ord. Professor für kosmische Physik an der Universität Wien Hofrat Dr. Julius von Hann, der Privatdozent für Physik an der Universität München Dr. August Schmauß zum Direktor der Meteorologischen Zentralstation in München.

Berufen: Zum Leiter des neuen chemischen Forschungsinstitutes an der Universität Berlin der ord. Professor der Chemie an der Universität Leipzig Geheimer Hofrat Dr. Ernst Beckmann.

Verliehen: Der Adel dem ord. Professor der höheren Geodäsie und sphärischen Astronomie an der Technischen Hochschule Wien K. K. Ministerialrat Dr. Wilhelm Tinter aus Anlaß seines Übertritts in den Ruhestand.

Vom Lehramt zurückgetreten: Der Privatdozent für physikalische Chemie an der Universität Bern Dr. Emil Briner.

Nobelpreise: Für 1910 wurden erteilt Professor Dr. Johann Dietrich van der Waals in Amsterdam für Physik und Geheimrat Professor Dr. Otto Wallach in Göttingen für Chemie.

Gestorben: Der frühere Professor der Physik, spätere Professor der allgemeinen Chemie an der Ecole centrale des Arts et Manufactures Dr. Désiré Jean Baptiste Gernez, der a. o. Professor der landwirtschaftlichen und chemischen Technologie an der Universität Breslau Dr. Felix B. Ahrens, der ord. Professor der organischen Chemie an der Universität Bern (berufen nach Lemberg) Dr. Stanislaus v. Kostanecki, der Assistent an der Sternwarte zu Leipzig Hermann Leppig, der frühere Professor an der Universität Kasan und Präsident der russischen Physikalisch-chemischen Gesellschaft Alexander Micholawjew Saytzev, der frühere ord. Professor der anorganischen Chemie an der Universität Straßburg Dr. Rudolf Fittig.

Berichtigung.

In der Diskussion zum Vortrag des Herrn Mie, Elektrische Schwingungen kleiner Wellenlänge, diese Zeitschr. 11, 1035, 1910, muß es auf S. 1039 am Anfang der rechten Spalte heißen: Vortragender: Das würde mich sehr interessieren. Herr Rukop hat versucht, die Colleysche Anordnung nach der Beschreibung nachzumachen, hat aber keine guten Wellen bekommen; allerdings hat er nicht lange damit probiert, weil wir den von mir beschriebenen Oszillator schon hatten. Schmidt: Zur Verbesserung usw.

Gesuche.

Für unser elektrotechnisches Laboratorium **suchen** wir einen

promovierten Physiker

für Arbeiten mit **Schwachstrom.** Eintritt sofort. Ausführliche Offerten mit Gehaltsansprüchen unter „Personalia" an

Siemens-Schuckertwerke G. m. b. H.
Kabelwerk
Berlin-Nonnendamm.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.